

SÉRIE A, N° 3787

N° D'ORDRE :
4638

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Dolly ABRAMSON née SZTEINSZNAIDER

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de la diffusion inélastique
des neutrons de 1 à 5 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 11 JANV 1962 devant la Commission d'Examen

MM. F. PERRIN

Président

A. BERTHELOT)

Examineurs

M. JEAN)

SÉRIE A, N° 3787

N° D'ORDRE :
4638

THÈSES

PRÉSENTÉES A LA

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

par

Dolly ABRAMSON née SZTEINSZNAIDER

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de la diffusion inélastique
des neutrons de 1 à 5 MeV

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le

devant la Commission d'Examen

MM. F. PERRIN

Président

A. BERTHELOT)

Examineurs

M. JEAN)

FACULTE DES SCIENCES DE L'UNIVERSITE DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen ZAMANSKY

C. JULIA	T Analyse sup. et Algèbre sup.	JOST	T Physiol. comp.	ARNOULT	T Electron. (Orsay)
DE BROGLIE	T Théories physiques	FORTET	T Calcul des Prob.	CHAPELLE	T Physique (Orsay)
PRENANT	T Anatomie et Histol. comparées	SCHWARTZ	T Calc. diff. intégral	DELANGE	T Mathém. (Orsay)
PERES	T Mécanique des fluides et applic.	CHOUARD	T Physiol. Végét.	DENY	T Math. gén. (Orsay)
BOURCART	T Géographie phys. et Géologie dynam.	MALAVARD	T Aviation (Tech. A)	GERMAIN	T Mécan. théor. des fluides
PLANTEFOL	T Botanique	BRELOT	T Calcul différent.	LUCAS G.	T Géologie
GRASSE	T Evolution des êtres organisés	NORMANT	T Synth. org. gén.	ALLARD	T Chimie Physique
PREVOST	T Chimie organique	BENARD	T Chimie (ENSCP)	BERTHELOT	T Phys. Fondam. H. Energ. (Ors.)
BOULIGAND	T Analyse appliquée à la Géométrie	BUVAT	T Botanique (ENS)	BRICARD	T Météorologie
CHAUDRON	T Chimie appliquée	DUGUE	T Statist. Mathém.	Mme ALBE-FESSARD	Psychophys.
WYART	T Minéral. et Cristal.	SOULAIRAC	T Psychophysiol.	FRIEDEL	Phys. des Sol. (O.)
TEISSIER	T Zoologie	ULRICH	T Phys. Vég. (ENS)	M. JULIA	Chim. Org. Struct.
MANGENOT	T Biologie V. (Orsay)	MARECHAL	T Optique th. et Ap.	LENDER	Biol. An. (SPCN)
AUGER	T Phys. quant. et Relativité	KIRRMANN	T Théories Chim.	MAGAT	Physico-chimie des rayonnements
MONNIER	T Physiol. des fonct.	CHADEFAUD	T Botanique	Mlle QUINTIN	T Electrochimie
PIVETEAU	T Paléontologie	Mlle LE BRETON	T Physiologie	MONOD	T Biochimie Cel.
ROCARD	T Physique (E.N.S.)	SALEM	T Mathém. génér.	BENOIT	T Physiol. Anim.
CARTAN	T Mathémat. (E.N.S.)	LELONG	T Mathém. génér.	DE POSSEL	T Analyse numér.
LAFFITTE	T Chimie Générale	DEVILLERS	T Anat. et Hist. comp.	CHARLOT	T Chimie analyt.
FAVARD	T Géométrie sup.	EHRESMANN	T Topolog. Algéb.	HAUSSINSKY	T Radiochimie
COULOMB	T Physique du Globe	FRANCON	T Physique (SPCN)	LEMEE	T Physiol. (BMPV)
Mlle COUSIN	T Biologie	GLANGEAUD	T Géog. phys. et géologie dynam.	GUERIN	T Chimie (ORSAY)
CHRETIEN	T Chimie minérale	GODEMENT	T Mathémat. (MPC)	CHATELET M.	Chimie (P.C.B.)
DRACH	T Zoologie	PISOT	T Calcul des Prob.	JEAN	Physique (ORSAY)
KASTLER	T Physique (E.N.S.)	ROCH	T Géologie	MATTLER	T Physique (ORS.)
EPHRUSSI	T Génétique	SCHATZMAN	T Astrophysique	MICHEL Louis	Phys. théor. (ORS.)
RIVIERE	T Géologie (Orsay)	TERMIER	T Paléont. stratig.	RUMPF	Chimie (P.C.B.)
GAUTHERET	T Biologie (P.C.B.)	ZAMANSKY	T Mathém. gén.	BERGERARD	Biol. An. (SPCN)
LUCAS R.	T Recherches Phys.	LENNUIER	T Physique (PCB)	BERTEIN	Electron. (ORSAY)
THOMAS A.	T Chimie cellulaire	RIZET	T Génétique (Orsay)	BOUSSIÈRES	Chimie des Rad.
ARNULF	T Optique appliquée	ROUTHIER	T Géologie appl.	Mme COUTURE	Thermodyn. et Mécan. Physique
MORAND	T Enseign. Physique	Mme TONNELAT	T Relativité	ELLENBERGER	Géologie appliquée
SOLEILLET	T Physique (P.C.B.)	DIXMIER	T Mathémat. (MPC)	FRANC	Biol. Anim. (PCB)
FORTIER	T Mécan. Exp. Fluid.	SOUCHAY	T Chimie (PCB)	SCHNELL	Botanique tropic.
DANJON	T Astronomie	AIGRAIN	T Electrot. génér.	STOLKOWSKI	Biol. Anim. (PCB)
PETIT	T Biologie maritime	BRUSSET	T Chimie Minérale	ACHER	Chim. Biol. (Orsay)
QUENEY	T Météorol. et dynam. atmosphérique	M. LEVY	T Phys. Théor. des hautes Energ. (Orsay)	BAUDOIN	Biologie
GALLIEN	T Embryologie	Mme CHAIX	T Chimie biolog.	BEAUMONT	Biologie animale
EICHHORN	T Biol. Vég. (P.C.B.)	Mme HUREL-PY	T Biol. Vég. (PCB)	BLAMONT	Géophys. Ionosph.
DE CUGNAC	T Biol. Vég. (SPCN)	PIAUX	T Chimie (SPCN)	BOURREAU	Biol. Vég. (Orsay)
Mlle CAUCHOIS	T Chimie Physique	BRUN	T Mécan. expérim. des fluides	CURIE D.	Physique (MGP)
THELLIER	T Physique du Globe	LEDERER	T Chimie biolog.	DURAND-DELGA	Géologie
L'HERITIER	T Biol. Gén. (Orsay)	Mme DUBREIL	T Mathémat. (Agrég)	FREON	Chim. Org. (Orsay)
GRIVET	T Radioélectricité	Mme LELONG	T Mathémat. (ENS)	HELLER	Physiol. Végétale
PONCIN	T Mécanique Génér.	BELLAIR	T Géologie (SPCN)	TORTRAT	Calcul des Probab.
DUBREIL	T Arithmétique et Théorie des nomb.	COTTE	T Physique (MPC)	CAILLEUX	Géologie (SPCN)
QUELET	T Chimie Organique	DUBOIS J.E.	T Chimie (M.P.C.)	MAGNAN	T Physique (PCB)
GAGNIARD	T Géophysique appl.	LAMOTTE	T Zoologie (E.N.S.)	DAUDEL	Mécan. Ondul. ap. à la chim. Théor. et à la phys. nucl.
CHAMPETIER	T Chimie macromol.	MICHEL André	T Chimie Min. (Ors)	Mlle FOURCROY	Biol. Vég. (SPCN)
CUVILLIER	T Micropaléontologie	OLMER	T Energétique gén.	BARRAUD	Physiol. Cellulaire
JUNG	T Pétrographie	ROUAULT	T Physique	NOIROT	Evolut. des êtres organisés
TRILLAT	T Microscopie et diffract. électronique	GAUTHIER	T Mécanique appl.	Mme FOURES-BRUHAT	T Mécan.
WIEMANN	T Chimie organ. et structure	BARCHEWITZ	T Chimie Physique	Mlle VEIL	Anal. et Mécan. Cél.
JACQUINOT	T Spectroscopie (Ors.)	BROSSEL	T Physique atom.	LWOFF	Physiol. Générale
VASSY	T Physique de l'Atm.	BUSER	T Physique biolog.	SIESTRUNCK	T Microbiologie
DESTOUCHES	T Théories Physiques	CAMUS	T Biol. anim. (PCB)	LACOMBE	T Mécan. phys. et expérimentale
PRUVOST	T Géologie	CASTAING	T Biol. végét. (PCB)	BROCHARD	T Métallurg. (Orsay)
AMIEL	T Chimie des Solides	CURIEN	T Physique (ORSAY)	CABANNES	T Physique PCB (O.)
HOCART	T Minéral. et Cristal.	MOYSE	T Minér. et Cristal	LESIEUR	T Mécan. Générale
J.P. MATHIEU	T Recherches Phys.	PANNETIER	T Physiol. Végét.	MAZET	T Mathémat. MPC
COUTEAUX	T Biol. Anim. (PCB)	POSSOMPES	T Chimie (Orsay)		T Mécan. Gén. (O.)
MAY	T Zoologie (ORSAY)	PULLMANN	T Biol. Anim. (PCB)		
CHOQUET	T Théorie des fonct. et Topologie	TEILLAC	Chimie Théorique		
FELDMANN	T Biol. Vég. (PCB)	TONNELAT	T Phys. Nucl. et Radioact. (Orsay)		
GUINIER	T Phys. des Solides	VILLE	Biol. phys. chim.		
		WILLEMART	T Econométrie		
		DODE	Chimie (P.C.B.)		
		FREYMANN	T Chimie (ORSAY)		
		GUINOCHET	T Physique (SPCN)		
		ROLLET	T Biol. Vég. (Orsay)		
		Mlle JOSIEN	T Chimie (P.C.B.)		
		CHEVALLEY	T Chimie (P.C.B.)		
			T Géom. algèbr. et théorie des gr.		

Secrétaire Général : R. POULLAIN



TABLE DES MATIERES

	Pages
INTRODUCTION GENERALE.....	1
<u>Chapitre I</u> - CONSIDERATIONS THEORIQUES.....	3
I - Introduction.....	3
II - Modèle optique.....	5
III- Diffusion inélastique.....	8
A. Noyau composé.....	8
B. Interaction directe.....	13
1. Approximation des ondes planes de Born.....	13
2. Méthode des ondes distordues.....	16
3. Méthode des ondes couplées.....	22
4. Approximation adiabatique.....	25
IV - Conclusion.....	27
<u>Chapitre II</u> - DISPOSITIF EXPERIMENTAL.....	29
I - Introduction.....	29
II - Géométrie.....	30
III- Source de neutrons.....	31
A. Neutrons obtenus par la réaction $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$...	31
B. Neutrons obtenus par la réaction $\text{D}(d,n)^3\text{He}$	32
IV - Détecteur de rayonnements γ	33
V - Détecteurs de neutrons.....	34
A. Long compteur.....	34
B. Plastiques scintillants.....	34
VI - Diffuseurs.....	35
VII- Atténuateur.....	36
VIII- Electronique.....	36

	Pages
<u>Chapitre III - PRINCIPE DES MESURES ET DISCUSSION DES CAUSES D'ERREURS.....</u>	41
I - Principe.....	41
II - Influence de la corrélation angulaire.....	41
III- Détermination de la surface du pic γ en coïncidence.....	42
IV - Comptage du sélecteur un canal utilisé pour les neutrons.....	43
A. Choix des seuils de la bande.....	43
B. Variation de l'efficacité de détection des neutrons.....	44
V - Effet des diffusions parasites.....	45
A. Diffusions inélastiques.....	45
B. Diffusion par le cône de plexiglas.....	45
C. Diffusion par le plastique.....	46
D. Diffusion multiple.....	46
<u>Chapitre IV - RESULTATS.....</u>	48
I - Per.....	48
II - Iode.....	55
III- Bismuth.....	62
IV - Résultats obtenus par les autres laboratoires et conclusion.....	70
<u>Remerciements</u>	76
<u>Références</u>	77
<u>Légendes des figures</u>	80

INTRODUCTION GENERALE

Nous avons entrepris l'étude de la diffusion inélastique de neutrons de 1 à 5 MeV correspondant à l'excitation d'un niveau discret du noyau résiduel pour voir si cette réaction fait intervenir un processus d'interaction directe ou s'effectue uniquement par noyau composé.

Depuis ces dernières années, des expériences avec des particules chargées montraient la présence d'interaction directe dans la diffusion inélastique. Mais ces expériences n'étaient effectuées que sur des noyaux légers et à des énergies supérieures ou égales à 10 MeV à cause de la barrière coulombienne.

Les neutrons permettent d'exciter les noyaux les plus lourds même à faible énergie incidente et la comparaison des résultats expérimentaux avec la théorie est plus facile à cause de leur absence de charge.

Dans le premier chapitre, nous exposons les prédictions de la théorie dans le cas du noyau composé et dans le cas de l'interaction directe. Nous montrons que l'étude de la distribution angulaire des neutrons inélastiques permet de déterminer le mécanisme de la réaction.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons le dispositif expérimental : les neutrons inélastiques correspondant à un niveau donné sont sélectionnés par leur coïncidence avec le photon de désexcitation de ce niveau.

Dans le troisième chapitre, nous analysons les causes d'erreurs possibles.

Dans le quatrième chapitre, nous présentons les résultats de nos mesures sur le fer ($Q = -0,845$ MeV), l'iode ($Q = -60$ keV) et le bismuth ($Q = -0,89$ MeV).

De l'analyse de ces résultats et de ceux obtenus par les autres expérimentateurs, nous déduisons que la diffusion inélastique des neutrons de quelques MeV s'effectue dans la plupart des cas par l'intermédiaire du noyau composé.

CHAPITRE I

CONSIDERATIONS THEORIQUES

I. INTRODUCTION

L'image du noyau composé formulée par Bohr⁽¹⁾ en 1936 suppose que l'interaction du nucléon incident avec la cible est très forte : dès que la particule incidente a frappé la cible, elle s'amalgame avec elle formant un tout, le noyau composé, dans lequel elle partage très rapidement son énergie entre tous les nucléons. Le noyau composé se décompose quand l'un de ceux-ci acquiert, par hasard, suffisamment d'énergie pour s'échapper. La vie du noyau composé est donc longue par rapport au temps de traversée du noyau par la particule incidente et sa décomposition est indépendante de sa formation, en dehors des considérations résultant des lois de conservation.

Cette image a joué pendant longtemps un rôle prépondérant dans la théorie des réactions nucléaires. Elle explique par exemple les résonances des courbes d'excitation, résonances étroites, bien séparées, correspondant à des niveaux déterminés du composé et dont la forme est en accord remarquable avec la célèbre formule de Breit et Wigner.

Mais à partir de 1952, des expériences de plus en plus nombreuses ont montré que ce modèle à fort couplage n'est pas toujours valable. Ainsi, dans l'interaction des neutrons de quelques MeV sur les noyaux intermédiaires et lourds, la densité des niveaux du composé atteignant 10^4 à 10^6 niveaux par MeV, le noyau

deviendrait selon ce modèle complètement absorbant et la section efficace totale décroîtrait d'une façon monotone quand l'énergie incidente augmente ou quand le nombre de masse diminue.

Or Barschall⁽²⁾, en 1952, a montré que la section efficace totale des neutrons de 1 à 3 MeV présente au contraire des résonances larges en fonction de l'énergie ou du nombre de masse (résonances géantes).

De même cette image, où la décomposition du noyau composé est indépendante de sa formation, conduit à supposer que la probabilité de laisser le noyau résiduel dans un état excité est la même quel que soit cet état, aux considérations cinétiques près. Ainsi, le spectre des neutrons émis dans une réaction (n,n') serait donné par la formule :

$$I(\epsilon) d\epsilon = C^{\text{te}} \epsilon \sigma_c W(E-\epsilon)$$

où

$I(\epsilon) d\epsilon$ est l'intensité des neutrons d'énergie ϵ

E l'énergie incidente

σ_c la section efficace de formation du noyau composé

$W(E-\epsilon)$ la densité des niveaux du résiduel à l'énergie d'excitation $E-\epsilon$

$$W(E-\epsilon) = A \exp B(E-\epsilon)^{\eta}$$

η est pris entre $\frac{1}{2}$ et 1 suivant les modèles.

Or les expériences de Rosen et Stewart⁽³⁾, entre autres, ont montré que, lors de la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur différents éléments, le spectre des neutrons inélastiques comprenait plus de neutrons de grande énergie que ne le prédit cette formule.

De même, les mesures de rendements comparés⁽⁴⁾ indiquent également que, toutes choses égales par ailleurs, la réémission d'un proton est plus probable d'un ordre de grandeur si la réaction est induite par un proton que si elle est induite par un neutron; ceci est en contradiction avec l'hypothèse d'indépendance.

II. MODELE OPTIQUE.

Déjà le succès du modèle des couches avait jeté un doute sur l'hypothèse du fort couplage; ce modèle montre qu'un nucléon peut se mouvoir librement dans le noyau sans changer l'état quantique de celui-ci. Feshbach, Porter et Weisskopf⁽⁵⁾ ont montré que, dans le cas des réactions nucléaires aussi, l'interaction du nucléon incident avec la cible n'est pas si forte : au lieu d'être complètement absorbé dès qu'il a frappé la cible, le nucléon incident peut n'être absorbé qu'en partie seulement et être en partie réfracté.

L'interaction du nucléon incident avec le noyau peut être décrite par un potentiel complexe

$$V = -V_0(1+i\xi) \text{ pour } r \leq R$$

$$V=0 \quad \text{pour } r > R$$

où R est le rayon nucléaire ($R = r_0 A^{1/3}$)

La partie réelle V_0 représente la réfraction, la partie imaginaire $iV_0\xi$ l'absorption. En prenant $V_0=42$ MeV, $\xi=3\%$, $r_0=1,42 \cdot 10^{-13}$ cm, Feshbach, Porter et Weisskopf retrouvent les résonances géantes de Barschall.

De nombreux travaux ont été entrepris, depuis, pour retrouver par le modèle optique toutes les caractéristiques de l'interaction du nucléon avec le noyau :

- section efficace totale σ_T
- section efficace non élastique σ_{ne}
- distribution angulaire des neutrons diffusés élastiquement $d\sigma_{el}/d\Omega$
- fonction $\langle \frac{\Gamma_n^0}{D} \rangle$ (strength function)

Le potentiel sous forme de puits carré s'est montré trop simple. Un potentiel réaliste doit tenir compte de la diffusion de la surface nucléaire, tel le potentiel aux bords arrondis de Woods-Saxon $V = -V_0(1+i\zeta)(1+\exp.\frac{r-R}{a})^{-1}$ (6)

D'autre part, le modèle des couches et les expériences de polarisation montrent que le potentiel doit comporter un terme spin-orbite.

Bjorklund et Fernbach⁽⁷⁾ ont fait une étude approfondie des paramètres et de la forme du potentiel. Ils ont montré que, jusqu'à 50 MeV d'énergie incidente, l'absorption doit être concentrée à la surface nucléaire.

En prenant un potentiel de la forme :

$$V = -V_c f(r) + iW_c \exp^{-\left(\frac{r-R}{a}\right)^2} + \left(\frac{\hbar}{\mu c}\right)^2 (V_{so} + iW_{so}) \frac{df}{dr} \vec{\sigma} \cdot \vec{L}$$

où

$$f(r) = \left(1 + \exp \frac{r-R}{a}\right)^{-1}$$

$\hbar/\mu c$ est la longueur d'onde Compton du méson π ; ils obtiennent un très bon accord avec toutes les mesures de σ_T , σ_{ne} , $d\sigma_{el}/d\Omega$

dans un très grand domaine d'énergie. Ils utilisent les mêmes paramètres pour tous les éléments, à savoir :

$$r_0 = 1,25 \times 10^{-13} \text{ cm } (R=r_0 A^{1/3})$$

$$a = 0,65 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

$$b = 0,98 \times 10^{-13} \text{ cm pour les neutrons}$$

$$= 1,2 \times 10^{-13} \text{ cm pour les protons}$$

V_0 décroît de façon continue de 52 MeV à énergie 0 pour atteindre peut-être -10 MeV à 300 MeV, en passant par 50 MeV à 4 MeV.

W_0 augmente lentement à partir d'environ 3 MeV à basse énergie pour atteindre environ 20 MeV à énergie incidente de 100 MeV.

Jusqu'à environ 60 MeV, le terme spin-orbite est réel et égal à environ 10 MeV.

Les paramètres de Bjorklund et Fernbach sont en accord avec ceux déterminés à basse énergie d'après les mesures de longueur de diffusion et de $\langle \frac{r_n^2}{D} \rangle$.

Il faut noter que ces paramètres sont, d'une part, les mêmes pour tous les éléments considérés et que, d'autre part, ils sont identiques pour les protons et pour les neutrons, quoique les expériences en protons indiquent une légère dépendance avec Z (le nombre de charge).

On voit donc que ce modèle "optique" est très fructueux, mais il ne permet de prévoir que ce qui se passe du point de vue de la voie d'entrée; il ne donne aucune information sur le "système composé" formé par l'absorption du nucléon incident. Néanmoins,

ce modèle montre que l'interaction nucléon-cible est moins forte que dans l'image de Bohr; le libre parcours moyen du nucléon L , qui est donné par l'égalité $L = \frac{1}{\sqrt{2M/\hbar^2} \frac{E + V}{\hbar}}$, est de l'ordre de grandeur du rayon nucléaire; le nombre de collisions n'est donc pas assez élevé pour qu'il y ait toujours formation de noyau composé.

III. DIFFUSION INELASTIQUE

Quand le nucléon incident est enlevé de la voie d'entrée, il peut donc :

- soit former un noyau composé
- soit interagir avec un^{ou} plusieurs nucléons
- soit engendrer un mouvement collectif de vibration ou de rotation.

Dans le premier processus, le noyau composé a une vie longue. Les deux autres processus au contraire, où l'interaction est instantanée, sont des mécanismes d'interaction directe.

A. NOYAU COMPOSE

Hauser et Feshbach⁽⁸⁾ ont calculé les sections efficaces et les distributions angulaires dans la diffusion inélastique des neutrons en utilisant le modèle statistique. Ce modèle repose sur trois hypothèses :

1). Formation du noyau composé où la particule incidente partage son énergie entre tous les constituants. La réaction peut alors être divisée en deux étapes :

- a) formation du noyau composé
- b) désexcitation de ce composé par émission de neutron

2). Beaucoup de niveaux du noyau composé contribuent à la réaction, autrement dit la résolution du faisceau incident est très large par rapport à l'espacement des niveaux du composé.

3). Les phases des fonctions d'onde décrivant ces niveaux sont réparties au hasard; ainsi lors de la moyenne sur tous les niveaux, les termes d'interférence disparaissent.

Les auteurs en déduisent, pour la section inélastique correspondant à un niveau donné, la formule :

$$\sigma(i, i') = \frac{\pi \lambda^2}{2(2i+1)} \sum_l T_l(E) \sum_J \frac{\varepsilon_{Jl}^J (2J+1)}{1 + \frac{\sum_{j'' l'' q} \varepsilon_{j'' l''}^J T_{l''}(E_q) / \sum_{j' l'} \varepsilon_{j' l'}^J T_{l'}(E')}{\sum_{j' l'} \varepsilon_{j' l'}^J T_{l'}(E')}}}$$

où λ est la longueur d'onde du neutron incident

i et i' sont les spins respectifs de l'état fondamental et de l'état excité

E et E' les énergies du neutron entrant et sortant

l et l' les moments angulaires du neutron entrant et sortant

J est le spin du noyau composé

La sommation sur les l (l' ou l'') doit être étendue à toutes les valeurs qui, ajoutées à $i \pm 1/2$ ($i' \pm 1/2$ ou $i'' \pm 1/2$), donnent J .

L'indice q désigne tous les états possibles du résiduel d'énergie E''_q inférieure à E .

Enfin soient $j_1 = i + 1/2$ et $j_2 = i - 1/2$, $\varepsilon_{jl}^J = 2$ si j_1 et j_2 satisfont aux conditions

$$|J - l| \leq j_i \leq J + l$$

$$\varepsilon_{jl}^J = 1 \text{ si } j_1 \text{ ou } j_2 \text{ satisfait à ces conditions}$$

$$= 0 \text{ si } j_1 \text{ ni } j_2 \text{ ne satisfont à ces conditions.}$$

Dans cette formule, on voit que la section efficace de diffusion inélastique est très sensible au coefficient de transmission T_ℓ . Or T_ℓ dépend du modèle choisi. En général T_ℓ est d'autant plus grand (pour un ℓ donné) que le noyau est plus absorbant (ξ plus grand). Van Patter et Jackiw⁽⁹⁾, par exemple, ont comparé leur courbe expérimentale de section efficace d'excitation du premier niveau de ^{56}Fe par diffusion inélastique de neutrons de 1 à 4 MeV à trois courbes théoriques différentes, calculées d'après la théorie de Hauser-Feshbach, mais chacune avec des paramètres du potentiel optique différents.

Hauser et Feshbach ont souligné qu'au voisinage du seuil la forme de la section efficace est très sensible aux spins de l'état initial et de l'état final. Si on connaît la valeur du spin de l'état initial, on peut déduire celle de l'état final d'après la forme de σ_{inel} au voisinage du seuil.

Ainsi Kiehn et Goodman⁽¹⁰⁾ ont déduit par cette méthode le spin du premier état excité du bismuth.

Hauser et Feshbach ont montré ensuite que la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement est isotrope si les neutrons considérés correspondent à beaucoup de niveaux du résiduel. Dans le cas où les neutrons inélastiques correspondent à un seul niveau du résiduel, la distribution angulaire est anisotrope mais symétrique par rapport à 90° . La symétrie résulte de l'hypothèse de la répartition au hasard des phases du composé. Dans ce cas la section efficace différentielle est donnée par la formule

$$\frac{d\sigma_{\text{inel}}}{d\Omega}(\alpha'\alpha) = \sum_{s's'} \frac{1}{k_\alpha^2(2s+1)} \sum B_L(\alpha's', \alpha s) P_L(\cos\theta)$$

avec

$$B_L(\alpha's', \alpha s) = \frac{1}{4} \sum_{\ell\ell'} \frac{T_{\alpha's'\ell'}^J T_{\alpha s\ell}^J}{\sum_{\alpha''s''\ell''} T_{\alpha''s''\ell''}^J} Z(\ell\ell\ell'; sL) Z(\ell'\ell'\ell'; s'L)$$

où α symbolise les nombres quantiques de la cible à l'état fondamental,

α' symbolise les nombres quantiques de la cible à l'état excité

s est le spin de la voie d'entrée,

s' " " " " " " de sortie

l est le moment orbital du nucléon incident,

l' " " " " " " sortant

La sommation sur α s l doit être étendue à toutes les voies possibles dans lesquelles le noyau composé de spin J peut décroître

Z est le coefficient d'addition de Biedenharn, Blatt et Rose⁽¹¹⁾

P_L est le polynôme de Legendre d'ordre L ,

L est pair et peut prendre toutes les valeurs paires inférieures ou égales à la plus petite valeur de $2l$, $2l'$ ou $2J$.

Mais ces résultats ne sont valables que si l'on est vraiment dans le cas statistique c'est-à-dire : a) si l'on atteint dans le composé la région du continuum où un très grand nombre de niveaux se recouvrent et b) si la définition en énergie du faisceau incident est suffisamment large.

a) Si l'on n'est pas dans la région du continuum, c'est-à-dire si, même avec une mauvaise résolution, la réaction ne fait intervenir qu'un petit nombre de niveaux, la distribution angulaire peut être asymétrique (si les niveaux du composé sont de parités différentes), mais alors la distribution angulaire varie rapidement avec l'énergie.

b) Ericson⁽¹²⁾ a montré que, même dans la région du continuum, si la définition en énergie du faisceau incident est bonne, la distribution angulaire n'est pas symétrique : en effet, si on peut considérer, dans un intervalle d'énergie grand, les phases du composé réparties au hasard à l'intérieur d'un certain intervalle d'énergie Γ qu'il appelle largeur de cohérence, les niveaux du composé sont excités simultanément et ont des relations de phase. La largeur Γ est reliée à la vie moyenne du composé par le principe d'incertitude $\Gamma = \hbar/\tau$. Si la résolution est inférieure à Γ , la section efficace totale n'est pas continue mais présente des fluctuations et la distribution angulaire des particules diffusées inélastiquement n'est pas symétrique; mais ici encore, la distribution angulaire varie rapidement avec l'énergie.

Les fluctuations de la section efficace permettraient de déterminer la vie moyenne du composé dans la région du continuum.

D'autre part Kraus et al⁽¹³⁾ ont étudié théoriquement la corrélation angulaire des photons mesurés en coïncidence avec le nucléon diffusé inélastiquement. Ils ont montré que :

a) dans le cas du noyau composé formé dans un état défini, il n'y a en général aucun axe de symétrie sauf si le proton incident est capturé dans un état s (alors la direction du nucléon inélastique devient axe de symétrie) ou si le proton sortant est émis dans un état s (la direction des protons incidents devient alors axe de symétrie).

b) si beaucoup de niveaux du composé sont excités, avec des relations de phase réparties au hasard (cas du modèle statistique), la corrélation devient isotrope.

B. INTERACTION DIRECTE.

Elle peut se faire par excitation de particule ou par excitation de mouvement collectif (rotation, vibration). La forme de la distribution angulaire est la même dans les deux cas alors que la grandeur de la section efficace dépend de la nature du niveau excité. Les calculs exacts d'interaction directe sont impossibles car il faudrait savoir écrire exactement la fonction d'onde décrivant l'état stationnaire de collision. Si les approximations faites au cours du temps par des théories de plus en plus raffinées s'approchent de plus en plus de la réalité, les calculs, eux, deviennent de plus en plus compliqués.

1. Approximation des ondes planes de Born.

C'est la théorie la plus simple suggérée par la théorie du stripping et développée entre autres par Austern, Butler et Mc Manus⁽¹⁴⁾. On suppose que le nucléon incident de vecteur d'onde $\vec{k}_i$ interagit avec un nucléon de la surface du noyau cible, qu'il excite ce nucléon en le faisant passer de l'état $\phi_{lm}(r_1)$ à l'état $\phi_{l'm'}(r_1)$, le reste du noyau ne changeant pas. L'onde qui décrit le neutron entrant et celle décrivant le neutron sortant (de vecteur d'onde $\vec{k}_f$) sont des ondes planes. L'amplitude de diffusion inélastique $f_{inél}$ est donnée par :

$$f_{inél} = -\left(\frac{k_f}{k_i}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{2M}{\hbar^2} \int dr_1 \int dr_n \phi_{l'm'}^*(r_1) e^{-i\vec{k}_f \cdot \vec{r}_n} V_{1n} \phi_{lm}(r_1) e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}_n}$$

où

r_1 désigne les coordonnées du nucléon de la cible, r_n celles du neutron.

V_{1n} est le potentiel d'interaction. La forme d'interaction est supposée de portée nulle : d'où $V_{1n} = V_0 \delta(r_1 - r_n)$.

L'intégration est limitée à la région en dehors du noyau.

Soit : $\vec{Q} = \vec{k}_1 - \vec{k}_f$ la quantité de mouvement emportée par le noyau.

On a

$$f_{\text{inel}} \sim \left(\frac{k_f}{k_i} \right)^{\frac{1}{2}} V_0 \int dr e^{i \vec{Q} \cdot \vec{r}_n} f_\ell(r_1) f_\ell^*(r_1) Y_{\ell'}^{m'}(\theta, \varphi) Y_\ell^m(\theta, \varphi)$$

En prenant $\vec{Q}$ comme axe de quantification et en développant l'exponentielle $e^{i \vec{Q} \cdot \vec{r}}$ en ondes partielles on obtient :

$$f_{\text{inel}} \sim \left(\frac{k_f}{k_i} \right)^{\frac{1}{2}} V_0 \sum_L i^L \left[\ell(\ell+1)(2\ell'+1) \right]^{\frac{1}{2}} C(\ell \ell' L; m m) C(\ell \ell' L; 0 0) (-)^m \delta_{mm} \times \int_R^\infty j_L(\vec{Q} \cdot \vec{r}_n) f_\ell^*(r_1) f_\ell(r_1) r_1^2 dr,$$

où les $C()$ sont les coefficients d'addition de Clebsch-Gordan et $L = l - l'$. D'où

$$\frac{d\sigma_{\text{inel}}}{d\Omega} = C \frac{k_f}{k_i} V_0^2 \sum_\ell A_L |j_L(QR)|^2$$

j_L est la fonction de Bessel sphérique d'ordre L . Les valeurs possibles de L sont limitées par les règles de sélection

$$a) |l - l'| \leq L \leq l + l'$$

$$b) l + l + l' \text{ pair}$$

Dans le cas des noyaux pairs-pairs, une seule valeur de L est possible. Dans les autres cas, la contribution la plus importante de la distribution angulaire vient de la plus petite valeur possible de L . C'est elle qui détermine la position du premier maximum. Ce maximum est à 0° pour $L=0$ et, à un angle d'autant plus grand que L est plus grand pour $L \neq 0$.

On voit d'après la formule donnant $\frac{d\sigma_{\text{inél}}}{d\Omega}$ que $\sigma_{\text{inél}}$ devient petit

- a) pour de grandes énergies d'excitation ($\vec{k}_i - \vec{k}_f$ grand),
- b) pour de grands changements de spin (L ne peut alors être petit).

Ces résultats sont aussi valables dans le cas où l'interaction est une interaction de surface avec le noyau considéré comme un tout car cette forme de $d\sigma/d\Omega$ exprime simplement la conservation du moment angulaire dans l'interaction de surface en prenant l'approximation des ondes planes.

Les expériences de diffusion inélastique des particules α de 31,5 MeV⁽¹⁵⁾ sur $^{12}_6\text{C}$, ^6_3Li et $^{24}_{12}\text{Mg}$ montrent des distributions angulaires en très bon accord avec la théorie de Austern et al.

Par contre, dans la diffusion inélastique des protons sur ^7_3Li ($Q=4,61$ MeV), si la distribution angulaire à une énergie incidente de 31,8 MeV est bien en $|j_2(QR)|^2$, aux énergies plus basses (17,5 MeV et surtout 12 MeV), elle est très différente de $|j_2(QR)|^2$ présentant une grande valeur aux petits angles.

De façon générale, si à énergie assez grande, les distributions angulaires ont des formes de fonctions de Bessel, aux énergies plus basses, elles conservent de grandes valeurs aux petits angles, même pour des L différents de 0, contrairement aux prédictions de la théorie des ondes planes. C'est que l'approximation de Born ne tient pas compte de la présence du noyau. Si on peut la négliger à grande énergie, à énergie plus basse il faut tenir compte de la perturbation apportée par le noyau, d'où la méthode des ondes distordues.

Dans l'approximation de Born, la direction de $\vec{Q}$ est un axe de symétrie pour le système. Le noyau cible reçoit une impulsion de moment orbital L dont la composante le long de $\vec{Q}$ est nulle. Satchler⁽¹⁶⁾ a montré que la corrélation angulaire des rayonnements γ provenant de la décroissance de l'état excité du résiduel mesurés en coïncidence avec les nucléons diffusés inélastiquement, est symétrique par rapport à $\vec{Q}$.

Pour exemple si le rayonnement γ est un rayonnement dipolaire électrique E2, la corrélation angulaire sera de la forme $A+B \sin^2(\theta_\gamma - \theta_Q)$ où θ_γ et θ_Q sont les angles par rapport à la direction des nucléons incidents du rayonnement γ et de la direction de recul respectivement. Sherr et Hornyak⁽¹⁷⁾ ont mesuré la corrélation angulaire des rayonnements γ de désexcitation du niveau excité du carbone à 4,42 MeV en coïncidence avec les neutrons diffusés inélastiquement, à une énergie incidente de 16,6 MeV. Ils ont trouvé que cette corrélation est bien de la forme $A+B \sin^2(\theta_\gamma - \theta_Q)$, θ_Q correspondant approximativement à la direction du recul.

2. Méthode des ondes distordues

Cette méthode a été utilisée avec succès par différents auteurs. Entre autres, Levinson et Banerjee⁽¹⁸⁾ et Glendenning⁽¹⁹⁾ ont étudié le cas de l'excitation de niveau de particule; Brink⁽²⁰⁾ et Yoshida⁽²¹⁾ ont étudié le cas de l'excitation de mouvements collectifs.

a) Excitation de niveau de particule.

La cible est décrite dans le modèle des couches c'est-à-dire qu'elle est représentée par un coeur plus les nucléons de la dernière couche qui sont moins liés. Le nucléon incident interagit avec ces nucléons périphériques.

On suppose que le neutron incident et le neutron émergent se meuvent dans le potentiel complexe du noyau qui est celui du modèle optique calculé dans la diffusion élastique.

L'amplitude de diffusion inélastique est donnée par :

$$f_{\text{inél}}(\theta) = -\left(\frac{k_f}{k_i}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\mu}{2\pi} \int \tilde{\phi}_f(\vec{s}_n, -\vec{k}_f) \psi_f^*(s_1 \dots s_A) V_{\text{int}} \psi_i(s_1 \dots s_A) \phi_i(\vec{s}_n, \vec{k}_i) ds_1 \dots ds_A ds_n$$

où

μ est la masse réduite du nucléon incident par rapport à la cible,

V_{int} est le potentiel d'interaction.

ψ_i et ψ_f décrivent les fonctions d'onde de la cible dans l'état initial et dans l'état final.

$\phi_i(\vec{s}_n, \vec{k}_i)$ est la fonction d'onde qui décrit la diffusion élastique du nucléon incident dans le potentiel optique.

$\phi_f(\vec{s}_n, \vec{k}_f)$ est la fonction d'onde qui décrit la diffusion élastique du neutron d'énergie $K_f^2/2\mu$ dans le même potentiel.

Dans l'approximation de Born $\tilde{\phi}_f$ et ϕ_i étaient des ondes planes.

S'il y a N nucléons en dehors du coeur, l'amplitude de diffusion inélastique devient

$$f_{\text{inél}}(\theta) = -\left(\frac{k_f}{k_i}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{\mu}{2\pi} N \int \tilde{\phi}_f(\vec{s}_n, -\vec{k}_f) \psi_f^*(s_1 \dots s_i \dots s_A) V_{\text{in}} (1 - P_{\text{in}}) \psi_i(s_1 \dots s_i \dots s_A) \phi_i(\vec{s}_n, \vec{k}_i) \cdot ds_1 \dots ds_n.$$

où

V_{in} désigne l'interaction entre le neutron et le ième nucléon,

P_{in} est un opérateur d'échange qui est introduit par des considérations d'antisymétrisation et permet la diffusion d'échange.

En développant les fonction d'onde ϕ en ondes partielles et V_{in} en ses opérateurs de transfert de moment, on obtient :

$$f_{in}(\theta) = \sum_{L'L} A I_{LL'K}^D + \sum_{\lambda} B I_{LL'\lambda}^E$$

où

$$I_{LL'K}^D = \int u_L^2(r_1) f_L(k_i r_n) f_{L'}(k_f r_n) V_K(r_1, r_n) r_1^2 r_n^2 dr_n$$

$$I_{LL'\lambda}^E = \int u_{L'}(r_1) u_L(r_n) f_L(k_i r_1) f_{L'}(k_f r_1) V(r_1, r_n) r_1^2 r_n^2 dr_1 dr_n$$

Le premier terme est le terme direct, le deuxième le terme d'échange.

$\sigma(\theta)$ (qui est donné par $|f_{in}|^2$) devient une expression compliquée qui n'a plus du tout l'allure en $|j_L(QR)|^2$.

Levinson et Banerjee ont pris comme potentiel d'interaction un potentiel du type Yukawa $V = \frac{1}{2} (1+p^x) V_0 \frac{e^{-r/\beta}}{r/\beta}$ où p^x est l'opérateur d'échange d'espace. Ils ont supposé de plus que l'interaction pouvait avoir lieu dans tout le volume nucléaire. Ils ont utilisé comme potentiel du modèle optique un potentiel de Saxon $(V+iW)(1+\exp \frac{r-R}{a})^{-1}$.

Ils ont étudié l'influence des différents paramètres sur la diffusion inélastique.

La valeur absolue de σ_{inel} est proportionnelle à V_0^2 , elle augmente rapidement avec β et diminue un peu quand W augmente. Par contre, la forme de $\sigma_{inel}(\theta)$ change un peu avec a et surtout elle est très sensible à V ; le pic en avant est en effet dû à la distorsion des fonctions d'onde par le noyau; il est d'autant plus important que V est grand; au contraire quand $V=W=0$, $\sigma_{inel}(\theta)$ redevient proportionnel à $|j_L(QR)|^2$ (approximation de Born).

Ils ont montré que la distribution angulaire varie avec l'énergie puisque les fonctions d'onde du nucléon varient avec l'énergie; mais cette variation est lente et continue. Dans l'approximation de Born, $\sigma_{inel}(\theta)$ en fonction de $\vec{Q}$ gardait la même forme.

Ils expliquent ainsi très bien les distributions angulaires obtenues par diffusion inélastique des protons sur le premier niveau de $^{12}_6\text{C}$ à E_p incident de 14 à 180 MeV.

Mais pour obtenir cet accord, ils ont dû prendre une valeur de V égale aux $2/3$ de celle du modèle optique. Fowler⁽²²⁾ a attribué cet écart au fait qu'on prend le même potentiel pour l'onde initiale et pour l'onde sortante alors que cette dernière laisse le noyau dans un état excité. Il a calculé le potentiel effectif pour ϕ_f en utilisant le formalisme de diffusion multiple de Francis et Watson⁽²³⁾ et a trouvé que sa partie réelle doit être les $2/3$ de la partie réelle du potentiel utilisé dans la diffusion élastique.

D'autre part Levinson et Banerjee ont dû employer pour V_0 , la force d'interaction, une valeur trop grande (100 MeV) par rapport à celle déduite du modèle des couches (42 MeV). Différentes explications en ont été données, entre autres celle que le niveau du carbone ne serait pas un pur niveau de particules, mais serait un peu collectif.

D'autre part Levinson et Banerjee ont montré que la corrélation angulaire des rayonnement γ mesurés en coïncidence avec les neutrons inélastiques (ou les protons) présente un axe de symétrie malgré la distorsion des fonctions d'onde, que cet axe de symétrie diffère peu de la direction du recul sauf pour les petits angles de neutrons inélastiques (où l'effet de la distorsion est le plus grand). Ils retrouvent exactement les mesures de Scherr et Hornyak⁽¹⁷⁾.

Glendenning⁽¹⁹⁾ a utilisé la même méthode, mais il a supposé que l'interaction neutron-nucléon (qu'il prend de forme gaussienne) était localisée à la surface seulement, en s'appuyant sur le fait que, dans le potentiel complexe qui explique le mieux les résultats de diffusion élastique, l'absorption était localisée à la surface (potentiel de Bjorklund et Fernbach).

Il obtient ainsi des calculs plus simples, qu'il peut donc appliquer facilement à de nombreux corps; il trouve un aussi bon accord que Levinson et Banerjee dans la forme de la distribution angulaire des protons sur ^{12}C . Perey⁽²⁴⁾ a étudié la diffusion inélastique des neutrons de 14 MeV sur ^{12}C , ^{16}O et ^7Li . Il a trouvé un bon accord entre les résultats expérimentaux et les calculs faits suivant la méthode de Glendenning.

Hachiya et Sano⁽²⁵⁾, avec des calculs analogues, ont trouvé un bon accord avec leurs expériences de diffusion inélastique des protons sur $^{56}_{26}\text{Fe}$ et ont montré qu'à énergie incidente supérieure à 10 MeV, pour des noyaux moyens, on peut considérer l'interaction localisée à la surface.

b) excitation de mouvements collectifs

Dans ce cas l'interaction est évidemment une interaction de surface. Yoshida⁽²¹⁾ a étudié le cas des noyaux déformés. Il trouve, ainsi que Brink⁽²⁰⁾, que la section efficace est proportionnelle au carré du moment quadrupolaire.

Yoshida montre que les niveaux appartenant à la même bande de rotation que le fondamental sont excités préférentiellement (au moins dans le cas des noyaux à symétrie cylindrique où la projection du spin sur l'axe de symétrie est un bon nombre quantique), que la section efficace d'excitation de ces niveaux est beaucoup plus grande que celle d'excitation des niveaux de particule.

Par exemple, il calcule que, dans la diffusion de neutrons de 2,5 MeV sur $^{25}_{12}\text{Mg}$, le niveau à 1,61 MeV, qui appartient à la même bande de rotation que le fondamental, est autant excité par interaction directe (176 mb) que par noyau composé (196 mb) alors que les deux premiers niveaux qui appartiennent à une bande différente ne sont excités que par noyau composé ($\sigma=66$ et 129 mb respectivement).

Mais d'autre part, il montre que la section efficace dépend beaucoup de l'amplitude de la fonction d'onde du neutron à la surface nucléaire. Quand cette amplitude devient très grande, au voisinage des résonances géantes par exemple, l'effet de la distorsion par le potentiel du noyau est trop grand pour que l'approximation des ondes distordues reste valable.

3. Méthode des ondes couplées

Feshbach,⁽²⁶⁾ dans sa théorie unifiée des réactions nucléaires, a posé le problème dans le cas le plus général, sans aucune approximation.

Soit Ψ la fonction d'onde décrivant le système :

$$\Psi(r_1 \dots r_A, r_n) = \sum_i \varphi_i(r_1 \dots r_A) u_i(r_n) \quad (1)$$

où

- $\varphi_0(r_1 \dots r_A)$ est la fonction d'onde de la cible à l'état fondamental
- $u_0(r_n)$ décrit la diffusion élastique de la particule incidente
- $u_i(r_n)$ décrit la particule diffusée qui laisse la cible dans l'état excité φ_i .

Soit H l'hamiltonien du système

$$H = H_A(r_1 \dots r_A) + T_n + V(r_n, r_1 \dots r_A) \quad (2)$$

où

- H_A est l'hamiltonien de la cible
- T_n l'énergie cinétique du neutron
- $V(r_n, r_1 \dots r_A)$ le potentiel d'interaction entre le neutron et la cible.

Par définition on a : $H_A (r_1 \dots r_A) \varphi_i (r_1 \dots r_A) = \epsilon_i \varphi_i (r_1 \dots r_A)$ avec $\epsilon_0 = 0$.

Si on porte (1) et (2) dans l'équation de Schrödinger $H\Psi = E\Psi$, en multipliant à gauche par φ_i^* , on obtient, après intégration sur toutes les variables, le système d'équations couplées :

$$(\tau_n + V_{ii}(r_n) + \epsilon_i - E) u_i(r_n) = \sum_{j \neq i} V_{ij}(r_n) u_j(r_n) \quad (3)$$

où le potentiel de couplage $V_{ij}(r_n)$ est la moyenne de l'interaction $V(r_n, r_1 \dots r_A)$ prise entre les états φ_i et φ_j .

$$V_{ij}(r_n) = \int \varphi_i^*(r_1 \dots r_A) V(r_n, r_1 \dots r_A) \varphi_j(r_1 \dots r_A) d\tau_1 \dots d\tau_A.$$

L'amplitude de diffusion inélastique dans la voie 1 est donnée par

$$f_{01}(\vec{k}_1, \vec{k}_0) = \sqrt{\frac{k_1}{k_0}} \frac{M}{2\pi\hbar^2} \int \bar{u}_1^*(r_n) \sum_{j \neq 1} V_{1j} u_j(r_n) d\tau_n$$

$$\bar{u}_1 \text{ est solution de } (\tau_0 + V_{11} + \epsilon_1 - E) \bar{u}_1(r_n) = 0.$$

Ainsi l'amplitude de diffusion inélastique contient une somme de contributions associées à chaque voie ouverte $i \neq 1$.

Pour connaître f_{01} , il faudrait déterminer V_{ij} et résoudre l'équation (3) afin d'avoir les u_j . Le problème exact est excessivement difficile si ce n'est impossible et ne peut être traité que par approximation.

Néanmoins l'équation obtenue montre que l'interaction directe est d'autant plus grande que les fonctions d'onde décrivant l'état initial et l'état final se recouvrent plus.

La méthode des ondes distordues est une approximation à deux voies où u_0 et u_1^- sont les solutions de la diffusion d'une particule dans le potentiel complexe du noyau. Nous avons vu que cette approximation conduit à prendre V trop grand et que cette approximation n'est pas valable,

- a) si les amplitudes u_1 sont grandes (résonance géante)
- b) si l'interaction est forte.

Yoshida⁽²⁷⁾, en utilisant des approximations d'ordre supérieur, développe une méthode également valable au voisinage des résonances géantes. Il montre que, si l'interaction est forte, elle affecte aussi la diffusion élastique. Il calcule le potentiel optique qui explique la diffusion élastique en présence de cette interaction et trouve que ce potentiel est d'autant plus différent de celui expliquant la diffusion élastique en l'absence de l'interaction que cette interaction est forte. D'après ses calculs $\sigma_{inel}(\theta)$ varie plus vite avec l'énergie que dans la méthode des ondes distordues, mais cette variation est continue et lente.

Chase, Wilets et Edmonds⁽²⁸⁾ ont considéré le cas où le niveau fondamental est le premier membre d'une bande de rotation tous les niveaux membres de cette bande étant fortement couplés. Ils ont calculé la diffusion inélastique correspondant à chacun des deux premiers niveaux de rotation en utilisant un système de trois équations couplées. Ils ont montré que, lorsque l'énergie des neutrons incidents est supérieure à 1,5 MeV, le processus d'interaction directe est appréciable par rapport au processus de noyau composé et que, même à énergie plus petite, le premier processus doit influencer fortement sur la distribution angulaire. Ils comparent leurs calculs aux résultats expérimentaux de

Cranberg et Levin⁽²⁹⁾ qui ont mesuré, à une énergie incidente de 0,55 MeV la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement sur le premier niveau de ^{238}U , niveau de rotation 2^+ d'énergie 50 keV. D'autre part, ils ont montré que, pour des énergies de quelques centaines de keV au-dessus du seuil, l'approximation adiabatique donnait les mêmes résultats à 10% près.

4. Approximation adiabatique

Elle est utilisée dans le cas des mouvements collectifs (où l'interaction est forte). L'approximation adiabatique revient à supposer que la durée de collision est petite par rapport à la période du mouvement collectif. Alors, on peut considérer le noyau comme immobile pour calculer l'amplitude de collision.

Blair⁽³⁰⁾ a montré que, pour expliquer la diffusion inélastique des particules α , on peut supposer en bonne approximation le noyau très absorbant. En utilisant la méthode adiabatique, il trouve que la section efficace de diffusion inélastique s'exprime en termes linéaires par rapport à la déformation et correspond aux prédictions des ondes planes qui expliquaient déjà assez bien la diffusion α, α' . Mais la méthode adiabatique est supérieure à celle des ondes planes car :

a) elle est plus réaliste, car elle tient compte de la distorsion de la fonction d'onde du nucléon par le noyau, en très bonne approximation même ;

b) le rayon nucléaire dans l'approximation de Born est un paramètre qu'on ajuste pour retrouver les résultats alors que, dans l'approximation adiabatique, il est préalablement donné par la diffusion élastique ;

c) et surtout, cette méthode prédit que l'allure diffracti-
nelle de la diffusion inélastique est en phase, ou déphasée de
90°, par rapport à la diffusion élastique selon que le niveau
excité a une parité différente ou égale à celle de l'état initial.

Très récemment, Blair et Wilets⁽³¹⁾ ont montré que la
corrélation angulaire calculée dans l'approximation adiabatique
est proche de celle calculée par la méthode des ondes distordues.

Le modèle de Blair suppose que le noyau est très absorbant;
il n'est donc pas valable pour les neutrons et les protons dont
le libre parcours moyen dans le noyau est de l'ordre de grandeur
du rayon nucléaire, mais il a connu un grand succès dans l'expli-
cation de la diffusion inélastique des particules α dont le libre
parcours est par exemple de $2 \cdot 10^{-13}$ cm à 40 MeV d'énergie incidente.

Ainsi Crut et Wall⁽³²⁾ ont étudié la diffusion des particules
 α de 30 MeV sur des noyaux lourds et intermédiaires pairs-pairs.
Ils ont montré qu'il excitaient préférentiellement certains
niveaux, entre autres qu'ils retrouvaient les pics "anormaux"
entre 2,5 MeV et 4 MeV d'énergie d'excitation observés par
Cohen⁽³³⁾ dans la diffusion inélastique des protons de 17 MeV.
Ils ont vu que la distribution angulaire de ces pics était en
phase avec la distribution angulaire des α diffusés élastiquement.
Ces pics correspondent donc à des niveaux de parité négative. De
plus, des mesures de corrélations angulaires sur certains corps
tels que le nickel, ils ont déduit que les niveaux étudiés
étaient 3^- . On peut donc supposer, comme Lane⁽³⁴⁾, que ces niveaux
sont des niveaux collectifs de vibration octupolaires de la
surface du noyau, ce qui est confirmé par quelques expériences de
diffusion inélastique d'électrons⁽³⁵⁾.

IV. CONCLUSION

Ainsi, la forme de la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement calculée dans la théorie de l'interaction directe dépend beaucoup de l'approximation utilisée. Dans le cas des neutrons de quelques MeV, la distorsion des fonctions d'onde du neutron par le noyau est loin d'être négligeable et l'interaction directe doit être traitée dans l'approximation des ondes distordues, ou dans celle des ondes couplées si des états fortement couplés interviennent. Mais quelle que soit l'approximation utilisée, la distribution angulaire est asymétrique et, en général, dirigée vers l'avant.

L'étude de cette distribution angulaire permet donc de voir si cette réaction se fait par noyau composé (distribution symétrique) ou par interaction directe (distribution asymétrique). Mais dans ce dernier cas, il faut vérifier en plus que la distribution angulaire change peu avec l'énergie; une distribution angulaire asymétrique mais fluctuant rapidement avec l'énergie incidente indique seulement que l'hypothèse statistique n'est pas vérifiée. Des mesures de corrélations angulaires permettraient de trancher la question, mais ces mesures sont longues et difficiles avec des neutrons.

Nous avons vu aussi que, quelle que soit l'approximation utilisée, la section efficace de diffusion inélastique par interaction directe, qui dépend de l'élément de matrice pris entre les états initial et final, est d'autant plus grande que ces deux états sont peu différents. Au contraire, dans le cas du noyau composé où un très grand nombre de niveaux sont excités, la section efficace d'excitation d'un niveau déterminé du résiduel est indépendante de la nature de ce niveau. Ainsi dans certains cas, la contribution de l'interaction directe dans la diffusion inélastique peut être grande même à quelques MeV d'énergie incidente.

Quand nous avons entrepris ces expériences, très peu de mesures de distributions angulaires de neutrons inélastiques étaient publiées. Rosen et Stewart⁽³⁾ avaient montré que, dans la diffusion inélastique de neutrons de 14 MeV sur le tantale et le bismuth, les neutrons les plus énergétiques étaient dirigés en avant, indiquant un processus d'interaction directe; par contre, les mesures faites à énergie "intermédiaire" par deux laboratoires différents donnaient lieu à des interprétations contradictoires. A Brookhaven, Muehlhause et al⁽³⁶⁾ avaient trouvé qu'à 1,58 MeV de neutrons incidents, la distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par le fer en laissant celui-ci dans son premier état excité (845 keV) était asymétrique; ils avaient conclu que cette interaction fait intervenir un processus d'interaction directe. A Los Alamos Cranberg et Levin⁽³⁷⁾ au contraire, montraient qu'à 2,35 MeV de neutrons incidents, les expériences de distribution angulaire sur le même niveau s'interprétaient très bien dans la théorie statistique (ainsi que leurs résultats sur le premier niveau du titane et sur le nickel).

C'est pourquoi nous avons d'abord étudié la diffusion inélastique des neutrons sur le fer ($Q = -0,845$ MeV) aux mêmes énergies de neutrons incidents que Muehlhause; nous avons poursuivi cette étude jusqu'à 5 MeV. Nous avons ensuite pris le cas d'un élément assez lourd dont le premier niveau est très bas, l'iode-127 ($Q = -60$ keV), et enfin nous avons étudié la diffusion inélastique des neutrons sur le bismuth.

CHAPITRE II

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

I. INTRODUCTION

La spectrométrie des neutrons est difficile car le neutron, particule neutre, ne peut être détecté que par l'intermédiaire des particules chargées émises lors de l'interaction du neutron avec les noyaux du milieu détecteur.

Différentes techniques peuvent être utilisées pour l'étude de la diffusion inélastique des neutrons de quelques MeV.

1. Détection et mesure de l'énergie des protons de recul diffusés vers l'avant dans une émulsion nucléaire, les neutrons étant collimatés. Cette méthode a été utilisée entre autres par Rosen⁽³⁾. Elle présente l'avantage d'utiliser le faisceau du Van de Graaff au minimum de temps; mais c'est une méthode laborieuse et dont le pouvoir séparateur en énergie est faible.

2. Spectrométrie des neutrons par temps-de-vol avec faisceau pulsé : le temps-de-vol t du neutron sur une distance donnée D est relié à son énergie E par la relation $t = D / \sqrt{2E} \cdot 10^{-9}$, si E est exprimé en MeV et D en centimètres. L'origine des temps est déterminée par la pulsation de la source de neutrons; cette méthode inaugurée par Cranberg⁽³⁷⁾ est la plus employée actuellement. Mais la résolution diminue vite avec l'énergie : Cranberg

ne sépare du fondamental un niveau excité à 0,8 MeV que jusqu'à 3 MeV d'énergie incidente et, au Van de Graaff de Saclay, nous ne disposons pas d'une intensité de faisceau suffisante pour atteindre cette résolution.

3. Nous avons préféré utiliser une technique originale; nous sélectionnons le neutron correspondant à un niveau donné par sa coïncidence avec le rayonnement γ de désexcitation de ce niveau.

II. GEOMETRIE

La géométrie généralement utilisée est décrite dans la figure 1. Le faisceau de protons (ou de deutons) du Van de Graaff de Saclay bombarde une cible de tritium (ou de deutérium) constituant ainsi la source de neutrons. Le diffuseur est placé en avant, dans la direction du faisceau, à 50 cm de la cible. C'est un cylindre creux ou un anneau dont l'épaisseur varie suivant le diffuseur utilisé. Il entoure le cristal d'iodure de sodium de 2,5 cm x 2,5 cm (ou 3,75 cm x 3,75 cm) qui détecte les photons. A 10 cm du cristal, un plastique scintillant mobile dans le plan horizontal détecte les neutrons. Il est protégé des neutrons directs dans toutes ses positions par un cône de plexiglas de 20 cm de long. La source de neutrons, les centres du diffuseur et des détecteurs sont dans un même plan horizontal. La mesure de l'intensité du faisceau est assurée par un intégrateur.

Afin d'avoir un fond le plus petit possible, nous avons veillé à n'utiliser que le minimum de matière au voisinage de la cible et des détecteurs; nous avons fait creuser dans le sol une fosse de deux mètres de profondeur et l'avons couverte d'un plancher léger en aluminium; la source de neutrons est ainsi à 3,5 m du sol de béton et à 2,5 m du mur le plus proche.

III. SOURCE DE NEUTRONS

L'énergie du faisceau du Van de Graaff peut varier de 0,5 MeV à 5 MeV.

En utilisant les réactions ${}^3_1\text{H}(p,n){}^3_2\text{He}-0,764$ MeV et ${}^2_1\text{D}(d,n){}^3_2\text{He}+3,266$ MeV, nous pouvons obtenir des neutrons monocinétiques dans une gamme d'énergie allant de 0,288 MeV à 8 MeV, en théorie du moins.

A) NEUTRONS OBTENUS PAR LA REACTION ${}^3_1\text{H}(p,n){}^3_2\text{He}$

La cible est constituée par du tritium adsorbé dans du titane déposé sur tantale. Ces cibles nous sont fournies par Harwell. Quand nous avons commencé ces expériences, elles contenaient 1 atome de tritium pour 1 atome de titane. Par la suite, nous avons eu des cibles plus enrichies en tritium : les dernières utilisées contenaient 1,7 atome de tritium par atome de titane. La fabrication de cibles de tritium vient d'être tout récemment entreprise avec succès à Saclay par Monsieur Manin du Service des Radioéléments artificiels.

Pour éviter que la cible ne s'appauvrisse en tritium sous l'action du faisceau, nous devons la refroidir. Mais ce refroidissement ne doit pas être trop intense (par exemple refroidissement par l'azote liquide) sous peine de voir la cible devenir un piège pour les impuretés entraînées par le faisceau et provoquer un dépôt de carbone sur la cible. Pour des courants inférieurs au microampère, nous refroidissons la cible avec un jet d'air comprimé. Pour des courants plus intenses, nous avons utilisé d'abord une cible tournante (figure 2) décentrée par rapport au faisceau de protons, entraînée par un moteur par

l'intermédiaire d'un joint torique; l'étanchéité du dispositif est assurée par des joints Wilson, la cible étant toujours refroidie extérieurement par un jet d'air comprimé. Par la suite, nous avons simplement refroidi nos cibles par une circulation d'eau en veillant bien à ce que l'eau soit réellement en contact avec la cible. Nous avons ainsi pu envoyer un faisceau de $2 \mu\text{A}$ pendant plusieurs jours de fonctionnement continu sur la même cible sans évolution de celle-ci.

Avec un faisceau de protons de 3 MeV d'énergie et de $1 \mu\text{A}$ d'intensité, une cible de 60 keV de pouvoir d'arrêt (contenant $1,45 \text{ cm}^3$ de tritium adsorbé sur 5 cm^2) donne un flux de 10^7 neutrons par stéradian.

B) NEUTRONS OBTENUS PAR LA REACTION $\text{D(d,n)}^3_2\text{He}$

Nous avons utilisé, en général, une cible gazeuse de deutérium (figure 3). Elle est constituée par une cellule en laiton, de 1mm d'épaisseur, 15mm de diamètre intérieur et 30mm de long, remplie de deutérium à une pression de 40cm (ou parfois 60cm) de mercure. Le tube de remplissage est très mince : 3mm de diamètre. La cellule est séparée du Van de Graaff par une feuille mince de nickel qui a été brasée à l'argent sur les parois de laiton de la cellule. Dans certaines expériences, nous avons pu utiliser une fenêtre de 5μ d'épaisseur, mais vu leur fragilité, nous avons préféré employer en général des fenêtres de 10μ . La cellule est recouverte intérieurement d'or sur ses parois latérales et de platine sur le fond.

Nous avons pu utiliser des courants allant jusqu'au micro-ampère sans détériorer la fenêtre. Avec un tel courant et la cellule de 10μ remplie à 40cm, nous obtenons un flux de neutrons

de 5 MeV égal à $2 \cdot 10^7$ par stéradian pour une résolution de 100 keV. Nous ne sommes montés que jusqu'à 5,1 MeV de neutrons, les deutons (qui ont alors 3,5 MeV) donneraient un fond prohibitif pour des énergies plus élevées.

Pour certains étalonnages, nous avons utilisé une cible "solide"* de deutérium adsorbé dans du zirconium déposé sur tantale. Nous obtenons alors, avec un courant de 1 microampère, un flux de $2 \cdot 10^6$ neutrons par stéradian, à 5 MeV d'énergie de neutrons et pour une résolution de 100 keV.

IV. DETECTEUR DE RAYONNEMENTS γ

Nous avons utilisé des cristaux d'iodure de sodium Harshaw activés au thallium, de différentes tailles (2,5cm x 2,5cm; 3,75cm x 3,75cm et 3,75cm x 5cm) suivant les cas, montés sur des photomultiplicateurs EMI 6097. Nous avons aussi utilisé des cristaux de 10cm x 10cm pour détecter les photons énergiques.

Nous avons utilisé, pour étalonner ces cristaux en énergie, les sources de rayonnement gamma suivantes :

- $^{120}_{69}\text{Tm}$ de période 120 jours, donnant deux raies à 59 keV et à 84 keV
- $^{203}_{80}\text{Hg}$ de période 46 jours donnant une raie à 280 keV
- $^{137}_{55}\text{Cs}$ de période 33 ans donnant une raie à 660 keV
- $^{22}_{11}\text{Na}$ de période 2,7 ans donnant deux raies à 510 keV et à 1270 keV

* fournie par Harwell

- $^{46}_{21}\text{Sc}$ de période 85 jours donnant deux raies à 890 keV et à 1120 keV
- Zn de période 250 jours donnant une raie à 1120 keV
- et $^{24}_{11}\text{Na}$ de période 15 heures donnant deux raies à 1,38 MeV et à 2,76 MeV

V. DETECTEURS DE NEUTRONS

A. LONG COMPTEUR :

Nous avons souvent utilisé comme moniteur de flux de neutrons un "long compteur"⁽³⁸⁾, compteur proportionnel à BF_3 placé dans un cylindre de paraffine dont la géométrie est telle que l'efficacité du détecteur est constante à 5% près, de quelques centaines de keV à 5 MeV.

B. PLASTIQUES SCINTILLANTS

Ce sont des plastiques de polyvinyltoluène chargés au TPB (tétraphényl-butadiène) de 4cm de diamètre et 4cm de haut fabriqués à Saclay dans le Groupe des *Techniques nucléaires de M. Prugne*. Pour augmenter l'intensité lumineuse des impulsions, nous entourons tout simplement ^{le plastique} d'un papier filtre blanc qui sert de réflecteur.

A des neutrons monocinétiques d'énergie E_n correspond un spectre continu de protons de recul dont l'énergie est comprise entre 0 et E_n (figure 4) mais le plastique est aussi sensible aux rayonnements γ qu'il détecte par effet Compton. Le spectre des photons de 1,27 MeV est identique à celui des neutrons de 3 MeV (figure 4).

Nous avons calculé que le plastique détecte les neutrons de 3 MeV avec une efficacité de 58% et les rayonnements γ de 1,27 MeV avec une efficacité de 22%.

En utilisant des neutrons monocinétiques d'énergie variable E_n , nous obtenons la courbe qui donne la hauteur maximum du spectre des impulsions de protons de recul en fonction de E_n (figure 5). Sur la même courbe est portée la réponse aux rayonnements γ (hauteur maximum du spectre Compton en fonction de E_γ).

Les neutrons jusqu'à 4,05 MeV sont obtenus par la réaction $T(p,n)$; en utilisant la réaction $D(d,n)$ avec une cible "solide", nous obtenons des neutrons entre 3,8 MeV et 5,7 MeV.

En utilisant cette courbe d'étalonnage, nous avons pu mesurer l'énergie effective des neutrons avec une cible gazeuse de deutérium et déterminer l'épaisseur exacte de la fenêtre de nickel.

VI. DIFFUSEURS

Nous avons utilisé, comme diffuseurs, du carbone, du fer, de l'iode et du bismuth. Ces diffuseurs sont cylindriques afin que le nombre de noyaux intervenant dans la diffusion ne change pas avec l'angle du plastique. Leur épaisseur est fixée en faisant un compromis entre un rendement suffisant de la réaction et une diffusion multiple minimum.

Le diffuseur de fer est un cylindre creux en fer naturel. Le diffuseur de carbone est du graphite à 98% de pureté. Le diffuseur de bismuth est constitué par du bismuth métallique qui a été coulé, puis tourné pour être mis sous forme annulaire. Dans le cas de l'iode, le diffuseur est constitué par l'iode du cristal de NaI lui-même.

VII. ATTENUATEUR

Il est constitué par un cône de plexiglas de 20 cm de long placé à peu près à mi-distance entre la cible et le plastique. A chaque angle du plastique, nous ajustons la position de ce cône de façon à protéger au maximum le plastique sans cacher le diffuseur.

L'atténuation de ce cône pour des neutrons de 1 MeV est d'environ 25 d'après nos mesures. Cette atténuation devient beaucoup plus faible pour des neutrons de quelques MeV (~ 3 pour des neutrons de 4 MeV). Mais cette faible valeur de l'atténuation n'est pas gênante car les neutrons allant directement de la cible au plastique ne donnent que des coïncidences fortuites avec les rayonnements γ . La protection ne sert qu'à maintenir le nombre de coïncidences fortuites inférieur au 1/10 du nombre de coïncidences vraies. Aux "grandes" énergies de neutrons, pour maintenir ce rapport, au lieu d'augmenter la longueur du cône de plexiglas et risquer ainsi de perturber les mesures, nous avons préféré améliorer la résolution de notre électronique (le nombre F de fortuites par seconde est donné par la relation $F = N_o N_p 2\tau$ où N_o est le comptage en une seconde du cristal, N_p celui du plastique dans les bandes d'énergies utilisées et τ la résolutions électronique).

VIII. ELECTRONIQUE

Les expériences décrites ayant duré plusieurs années, l'électronique utilisée s'est sans cesse améliorée.

La coïncidence neutron-gamma se fait par la méthode des coïncidences rapides-lentes. Le cristal et le plastique sont montés sur des photomultiplicateurs EMI 6097. Sur chaque photomultiplicateur on recueille deux impulsions : d'une part, sur la 7e dynode,

une impulsion proportionnelle à l'énergie laissée par le photon ou le proton de recul dans le scintillateur, d'autre part, sur la dernière dynode, une impulsion "rapide" fortement saturée dont le temps de montée est alors minimum. Les dynodes intermédiaires découplées font écran entre les deux voies.

L'impulsion lente transmise par un préamplificateur cathode-follower de gain 0,1 est amplifiée par un amplificateur de 2 mégacycles et analysée soit par un sélecteur à un canal, pour la voie neutrons, soit par un sélecteur "multicanaux", pour la voie gamma : sélecteur à 10 canaux au début de ce travail, sélecteur à 100 canaux type RIDL par la suite.

On effectue d'abord la coïncidence rapide entre les deux impulsions recueillies sur la dernière dynode, puis une coïncidence lente entre cette impulsion de coïncidence rapide et le signal de sortie du sélecteur à un canal. Le signal résultant débloque le sélecteur "multicanaux".

Nous avons utilisé dans nos premières expériences un circuit à coïncidences rapides avec triggers, analogue à celui décrit dans la thèse de Monsieur Lehmann dont nous rappelons brièvement le principe. Sur chaque voie, l'impulsion rapide est d'abord amplifiée et écrêtée par une lampe EFP 60 (pentode à émission secondaire à grande pente) puis transmise au trigger réalisé avec une lampe identique. Un discriminateur placé entre les deux tubes permet d'éliminer les impulsions non saturées dues au bruit de fond. Le signal de sortie du trigger a une longueur de $2 \cdot 10^{-7}$ s. Après mise en forme par une ligne à retard de 75 ohms court-circuitée à une extrémité, les signaux des deux voies sont envoyés

dans un circuit de coïncidences rapides type Rossi, à deux diodes. Une 3ème diode montée en discriminateur sert à éliminer les signaux qui ne sont pas en coïncidence ; le temps de résolution de la coïncidence est déterminé par la durée de réflexion dans la ligne court-circuitée. L'impulsion de coïncidence rapide est ensuite amplifiée et mise en forme par des tubes EF 42 afin d'obtenir l'impulsion standard qui va attaquer le circuit de coïncidences lentes; mais ce système avec triggers présentait des inconvénients:

1) Il ne nous permettait pas d'utiliser des flux de neutrons intenses ($0,8 \cdot 10^7$ neutrons par stéradian au maximum); à cause du temps long pendant lequel il reste basculé, le trigger ne doit pas compter plus de 8000 coups par seconde, sous peine de fonctionnement défectueux. Nos mesures duraient donc longtemps.

2) L'équilibrage entre les deux voies était très sensible à la hauteur des impulsions et ce, d'autant plus que l'impulsion a une faible hauteur. Or, d'une part, les neutrons laissent dans le plastique un spectre continu de protons de recul dont l'énergie est comprise entre 0 et E_n et d'autre part, l'impulsion produite par un proton de recul dans un plastique a une faible hauteur : un proton de 1,5 MeV donne, dans un plastique, une impulsion de même hauteur qu'un photon de 130 keV dans un cristal d'iodure de sodium. C'est pourquoi, avec les largeurs de bande de neutrons que nous avons employées, nous n'avons pu utiliser que des temps de résolution supérieurs ou égaux à 10^{-8} seconde.

Aussi, dans un deuxième stade, nous avons utilisé un système de coïncidences rapides du type Graham et Bell⁽³⁹⁾ modifié et mis au point à Saclay par Messieurs Quidort et Souchère (figure 6). Le signal rapide pris sur la plaque du photomultiplicateur est d'abord amplifié (d'environ 10) par une lampe à grande pente E 180 F.

Il attaque ensuite la grille d'une deuxième lampe E180F qui sert d'écrêteuse, dont les tensions plaque et G2 sont maintenues à environ 80 volts par une lampe stabilisatrice E80L. Le signal recueilli sur la plaque de l'écrêteuse est transmis par un câble de 75 ohms au tiroir de coïncidences rapides. A l'arrivée des deux voies rapides en A, un câble court-circuité de 37,5 ohms détermine la durée de l'impulsion. Le signal en A est donc un signal négatif dont la durée τ correspond à deux fois la longueur du câble court-circuité et dont la hauteur est égale à V quand un seul signal arrive, et $2 V$ quand deux signaux arrivent dans l'intervalle de temps τ . Une diode montée en discriminateur sert à sélectionner les impulsions en coïncidence (en mettant son seuil à $V + \epsilon$).

Le signal, après passage par une cathode-follower, puis un amplificateur 2 Mc, sera ensuite mis en forme et retardé pour faire la coïncidence lente avec le signal de bande comme dans le montage avec triggers rapides.

Ce système revient à faire la coïncidence rapide à partir d'un nombre d'électrons plus faible que dans le circuit avec triggers. La courbe d'équilibrage sera donc moins sensible à la hauteur de l'impulsion.

Dans le circuit décrit par Bell, le signal rapide du photomultiplicateur est directement écrêté. L'adjonction de la lampe E180F amplificatrice nous a permis de travailler à des hautes tensions plus faibles (1500 volts au lieu de 2000) d'où un bruit de fond plus faible et une meilleure stabilité au photomultiplicateur.

Nous avons vérifié avec une source de rayonnements γ dans des conditions de bande analogues aux conditions expérimentales que nous pouvons utiliser une résolution de 5.10^{-9} seconde sans perdre

pratiquement aucune coïncidence, que la courbe d'équilibrage était moins sensible à la hauteur des impulsions et que le système était stable. Au Van de Graaff, nous avons pu utiliser un flux de 4.10^7 neutrons par stéradian.

Nous avons vérifié, en mettant un très grand retard entre les deux voies, que le nombre de coïncidences fortuites mesuré est égal au nombre de coïncidences fortuites calculé.

CHAPITRE III

PRINCIPE DES MESURES ET DISCUSSION DES CAUSES D'ERREURS.

I. PRINCIPE

Pour déterminer la distribution angulaire des neutrons inélastiques, nous mesurons, à différents angles du détecteur de neutrons, la surface du pic σ de désexcitation en coïncidence avec les neutrons enregistrés dans le sélecteur un canal (le détecteur σ est fixe).

II. INFLUENCE DE LA CORRELATION ANGULAIRE

Par cette méthode nous ne mesurons pas rigoureusement la distribution angulaire des neutrons inélastiques puisque nous ne détectons que les neutrons inélastiques en coïncidence avec les photons émis dans un certain angle.

Or s'il y a une corrélation angulaire (n', σ) anisotrope, la distribution angulaire des neutrons détectés en coïncidence avec les photons varie suivant l'angle de détection du photon et diffère de la distribution angulaire réelle des neutrons. Cependant notre méthode est valable pour les raisons suivantes :

Dans le cas de l'iode, les photons sont détectés dans 4π ; la distribution angulaire mesurée est donc rigoureusement proportionnelle à la distribution angulaire vraie des neutrons inélastiques.

Dans les autres cas, le diffuseur entoure presque complètement le détecteur de gamma. Les photons sont détectés dans tous

les angles avec presque la même probabilité. La distribution angulaire mesurée diffère donc assez peu de la distribution angulaire vraie.

De toute façon, la distribution angulaire mesurée permet de voir si la diffusion inélastique s'effectue par interaction directe ou par noyau composé.

Nous avons vu en effet que, dans l'hypothèse statistique, la corrélation angulaire (n, γ) est isotrope; la distribution angulaire mesurée est donc, dans ce cas, proportionnelle à la distribution angulaire vraie.

Dans le cas de l'interaction directe, l'influence de la corrélation angulaire peut augmenter l'asymétrie apparente de la distribution angulaire mais non la diminuer (puisque la distribution angulaire est proportionnelle à la moyenne sur tous les angles. D'autre part la corrélation angulaire varie peu avec l'énergie incidente. Donc le test d'interaction directe, distribution angulaire asymétrique variant lentement avec l'énergie, reste valable.

III. DETERMINATION DE LA SURFACE DU PIC γ EN COINCIDENCE

Le cristal d'iodure de sodium n'est pas protégé des neutrons directs. Or, leur action sur le cristal peut donner lieu à :

1) des réactions (n, γ) qui donnent une radioactivité β de l'iode-128 ainsi formé, de période 25 minutes et d'énergie maximum 2 MeV, ainsi que des rayonnements γ de capture dont le seul important est un gamma de 140 keV.

Bien que la section efficace de réaction (n, γ) soit encore grande à 5 MeV d'énergie incidente (30 mb⁽⁴⁰⁾), cette interaction n'est pas gênante puisque les rayonnements β et γ ainsi produits

ne sont pas en coïncidence avec des neutrons et ne se traduiront que par une augmentation du nombre des fortuites, augmentation d'ailleurs très faible.

2) de la diffusion inélastique sur l'iode et le sodium, d'où un fond important de rayonnements gamma en coïncidence avec des neutrons. Nous déterminons ce fond en remplaçant le diffuseur à étudier par un diffuseur de carbone dont le premier niveau est à 4,45 MeV d'énergie d'excitation. Les dimensions du carbone sont telles que sa transmission soit analogue à celle du diffuseur considéré afin d'avoir, en plus du fond dû aux neutrons directs, le fond dû aux neutrons diffusés élastiquement par le diffuseur vers le cristal.

3) de la diffusion élastique sur le sodium (dont le recul détectable nous a même parfois gêné) et sur l'iode, d'où une diffusion multiple qui s'ajoute à celle due au diffuseur (voir plus loin).

IV- COMPTAGE DU SELECTEUR UN CANAL UTILISE POUR LES NEUTRONS

A) CHOIX DES SEUILS DE LA BANDE*

Le seuil haut correspond en général à l'énergie des neutrons inélastiques correspondant au niveau considéré.

Nous avons choisi le seuil bas de façon à ne compter que les coïncidences gamma-neutrons correspondant au niveau étudié.

a) Le pic σ considéré peut être alimenté par la cascade de niveaux supérieurs. Nous avons donc d'abord cherché quel était le premier niveau qui décroît par cascade sur le niveau étudié. Nous avons toujours pris un seuil de bande supérieur à l'énergie des neutrons correspondant à ce niveau.

* Nous désignerons parfois d'une manière abrégée par "bande" le sélecteur un canal.

b) D'autre part, le plastique est aussi sensible aux rayons γ , quoique avec une efficacité moindre; il peut détecter les rayonnements γ de cascade qui seront en coïncidence avec le rayonnement γ étudié. La corrélation angulaire γ - γ dans certains cas est très grande et peut ainsi créer une anisotropie apparente. Nous avons choisi un seuil de bande tel que les coïncidences γ - γ ne soient comptées qu'avec une efficacité négligeable.

B) VARIATION DE L'EFFICACITE DE DETECTION DES NEUTRONS

L'énergie des neutrons diffusés inélastiquement change avec l'angle. Le seuil de la bande restant fixe, l'efficacité de détection des neutrons varie. Nous avons déterminé expérimentalement ces variations d'efficacité en comparant le comptage du plastique dans la "bande" considérée au comptage du long compteur quand on les bombarde directement avec des neutrons d'énergie correspondante; les deux détecteurs sont situés respectivement à plus 10° et à moins 10° de la direction du faisceau de protons et sous-tendent le même angle solide.

Par exemple, dans la diffusion inélastique de neutrons de 1,66 MeV par le fer ($Q = - 0,845$ MeV), les neutrons inélastiques ont une énergie de 0,81 MeV à 30° et de 0,735 MeV à 150° . Nous avons constaté que l'efficacité de détection des neutrons, en utilisant une bande comprise entre 0,15 MeV et 0,75 MeV, est de 5% plus grande pour des neutrons de 0,735 MeV que pour des neutrons de 0,81 MeV (figure 7).

Les bandes utilisées étant larges par rapport aux variations d'énergie des neutrons à détecter, la variation d'efficacité est toujours faible; quand elle est supérieure à 5 %, nous avons effectué la correction, quand elle est inférieure, nous n'avons pas fait de correction.

Nous avons vérifié aussi, avec une source de rayonnements γ , que le gain du photomultiplicateur ne change pas quand nous faisons varier la position du plastique détecteur de neutrons.

V. EFFET DES DIFFUSIONS PARASITES, c'est-à-dire des diffusions autres que la diffusion inélastique considérée.

A) DIFFUSIONS INELASTIQUES

Comme nous l'avons dit plus haut, nous avons veillé à éloigner toute matière inutile. La diffusion inélastique sur des matériaux même éloignés pourrait être gênante si ces corps sont en quantité importante par rapport au diffuseur qui est petit puisque cette diffusion donne des photons en coïncidence avec des neutrons. Mais le temps de vol de ces neutrons ramène ces coïncidences au rang de coïncidences fortuites.

Les détecteurs eux-mêmes, ainsi que le cône de plexiglas, donnent aussi lieu à des diffusions qui peuvent perturber les résultats.

B) DIFFUSION PAR LE CÔNE DE PLEXIGLAS

Nous l'utilisons pour protéger le plastique des neutrons directs. Mais ce cône peut ramener, par diffusion élastique, des neutrons vers le diffuseur. Pour réduire cet effet au minimum, nous avons mis le cône à peu près à égale distance de la source et du diffuseur. Nous avons vérifié que l'effet est alors négligeable en remplaçant le cône par un atténuateur de plexiglas de mêmes longueur et largeur mais deux fois plus haut que le cône. En effet, dans toutes les positions du plastique, la surface du pic γ en direct et en coïncidence est la même avec cet atténuateur qu'avec le cône usuel.

C) DIFFUSION PAR LE PLASTIQUE

Nous avons vu qu'aux énergies assez grandes une fraction non négligeable de neutrons directs n'est pas arrêtée par la protection. Or, ces neutrons peuvent être diffusés élastiquement par les atomes d'hydrogène du plastique qui recueille le proton de recul correspondant puis, si leur énergie est encore suffisante, être diffusés inélastiquement par le diffuseur, donnant lieu à des rayonnements γ en coïncidence avec le proton de recul dont l'énergie est déterminée par l'angle du plastique. Les neutrons ne pouvant être diffusés par les protons qu'à des angles inférieurs ou égaux à 90° , ce processus, que nous désignerons par $(n_p, n'\gamma)$ ne se produit que lorsque le plastique est en arrière. Si ce dernier n'est pas protégé des neutrons directs, ce processus est au moins aussi important que celui à étudier (processus $n, n'\gamma$); si la protection est insuffisante, il peut donner une augmentation du comptage pour les angles en arrière.

Pour éliminer cet effet, nous avons, suivant les cas, pris un seuil de bande supérieur à l'énergie des protons de recul du mécanisme $(n_p, n'\gamma)$ ou utilisé une résolution de coïncidences telle qu'il ne soit pas détecté : en effet dans le processus $(n_p, n'\gamma)$ le neutron est détecté avant le photon contrairement au processus $(n, n'\gamma)$ où le neutron est détecté après le photon.

D) DIFFUSION MULTIPLE

Les neutrons, en plus de la diffusion inélastique, peuvent subir une diffusion élastique dans le diffuseur ou dans le cristal. Dans ce cas, leur direction n'est plus la même. La diffusion multiple a pour effet d'atténuer les anisotropies de la distribution angulaire. Nous avons calculé que la diffusion multiple dans un cristal de NaI de 2,5 cm x 2,5 cm donne une atténuation d'environ 20% pour des neutrons dont l'énergie est de l'ordre du MeV.

Nous avons utilisé des diffuseurs de dimensions telles que la diffusion multiple soit du même ordre de grandeur. Nos calculs de diffusion multiple sont très approximatifs, les calculs exacts étant extrêmement complexes.

CHAPITRE IV

RESULTATS

I. FER

Les niveaux de $^{56}_{26}\text{Fe}$ jusqu'à 4 MeV d'énergie d'excitation sont très bien connus. ^(fig. 8) Ils ont été établis par radioactivité de $^{56}_{25}\text{Mn}$ et de $^{56}_{27}\text{Co}$ ⁽⁴¹⁾, par réaction $^{59}_{27}\text{Co} (p, \alpha)$ ⁽⁴²⁾ et par diffusion élastique de protons ⁽⁴²⁾ et de neutrons.

Le premier niveau, à 845 keV, de spin et parité 2^+ , est en général considéré comme un niveau collectif : son facteur de favorisation, qui est le rapport entre la probabilité réduite de transition de ce niveau et celle calculée dans le cas où ce niveau est un niveau de particule, est égal à $15^{(43)}$. La vie moyenne de ce niveau est 3.10^{-12} seconde. Il a même été atteint par excitation coulombienne au moyen d'ions azote de 15,8 MeV par Alkhazov ⁽⁴⁴⁾.

Ce premier niveau est bien séparé du suivant qui a 2,08 MeV d'énergie d'excitation. Mais ce dernier décroît sur lui à 100%, ainsi que la **plupart** des autres niveaux.

Dans une expérience de diffusion inélastique de protons de 17 MeV correspondant à ce premier niveau, Schrank et ses collaborateurs ⁽⁴⁵⁾ avaient montré que la distribution angulaire des protons diffusés inélastiquement était très en avant, en désaccord complet avec la théorie statistique et en assez bon accord avec les calculs d'interaction directe par la méthode des ondes planes.

Par contre, comme nous l'avons dit plus haut, les deux expériences de distributions angulaires de neutrons diffusés inélastiquement, publiées au moment où nous avons entrepris cette étude, donnaient lieu à des conclusions différentes : interaction directe, ~~pour~~ Muehlhause⁽³⁶⁾, à 1,58 MeV d'énergie incidente, passage par noyau composé, pour Cranberg⁽³⁷⁾, à 2,35 MeV de neutrons.

Il était intéressant de comparer notre méthode de coïncidences (n', σ) à celle du temps-de-vol avec faisceau pulsé, utilisée par ces auteurs. C'est pourquoi nous avons commencé notre étude par le fer.

Nous avons utilisé, comme diffuseur, du fer naturel qui contient 91,6 % de fer-56; les autres isotopes du fer ne nous gênent pas car ils ne donnent pas de raie σ de 845 keV.

Nous avons commencé nos mesures aux mêmes énergies que Muehlhause et les avons poursuivies jusqu'à 5,1 MeV d'énergie incidente. La géométrie est celle décrite préalablement : nous avons utilisé un cristal de NaI de 3,75 cm x 3,75 cm. Le diffuseur de fer est un cylindre creux de 1 cm d'épaisseur et de 4 cm de haut.

Nous avons utilisé, comme moniteur, la mesure en spectre direct de la surface du pic σ de 845 keV. Nous n'avons utilisé que les mesures où les spectres directs sont identiques, pour être à l'abri de toute évolution possible.

Nous avons mesuré, à différents angles et énergies, les spectres en direct et en coïncidence obtenus avec un diffuseur de carbone. Nous avons vérifié que ce fond est isotrope.

A) $E_n = 1,5 \text{ MeV}, 1,58 \text{ MeV} \text{ et } 1,66 \text{ MeV}.$

A ces énergies, nous n'excitons que le premier niveau. Aussi, nous avons pu utiliser une "bande" de neutrons large de 150 à 750 keV. Les neutrons obtenus par ${}^3_1\text{H} (p,n)$ ont une résolution de 90 keV.

La figure 9 représente les spectres des rayonnements gamma dans la région de 850 keV, en direct et en coïncidence, obtenus avec un diffuseur de fer et un diffuseur de carbone. Ces spectres sont enregistrés sur un sélecteur à 10 canaux; chaque mesure dure deux heures.

Avec la bande utilisée, nous pourrions compter à certains angles les protons de recul dus au processus $(n_p, n'\gamma)$, mais l'atténuation du cône de plexiglas pour des neutrons de 1,66 MeV est d'environ 20. Cet effet est donc négligeable.

A 1,66 MeV d'énergie incidente, nous obtenons une distribution angulaire isotrope à 10% près (figure 10).

Aux énergies de 1,5 MeV et 1,58 MeV nous n'avons mesuré que le rapport $30^\circ/150^\circ$.

Nous voulions essentiellement comparer nos résultats à ceux de Muehlhause. Le tableau suivant donne cette comparaison :

<u>Energie incidente</u> (MeV)	<u>Rapport $30^\circ/150^\circ$</u>	
	nous	Muehlhause
1,5	$0,72 \pm 0,15$	
1,58	$1,12 \pm 0,15$	1,40
1,66	$1,10 \pm 0,15$	1,08

Nos résultats diffèrent de ceux de Muehlhause : nous trouvons une asymétrie plus faible, mais cet écart est facilement explicable. A ces énergies de neutrons, en effet, on peut supposer qu'on n'est pas encore dans une région statistique, bien que l'énergie de liaison du neutron dans le fer-57 soit de 7,75 MeV. La courbe représentant la section efficace totale en fonction de l'énergie n'est pas monotone mais présente encore des "résonances" jusqu'à environ 2,6 MeV, de même, d'ailleurs, que la courbe d'excitation du niveau de 845 keV (figure 11).

Contrairement aux conclusions de Muehlhause, nous attribuons donc l'asymétrie observée à un effet d'interférence d'un petit nombre de résonances de parité différente. C'est pourquoi cette asymétrie varie rapidement avec l'énergie et dépend des conditions expérimentales : l'asymétrie est d'autant plus petite que la résolution en énergie est plus mauvaise. Notre résolution, qui est de 90 keV, est légèrement moins bonne que celle de Muehlhause qui est de 75 keV.

De plus, nous n'avons pas procédé à un étalonnage rigoureux de l'énergie du Van de Graaff et les énergies que nous indiquons peuvent en fait différer de celles de Muehlhause.

Cranberg⁽³⁷⁾ a mesuré la distribution angulaire à 2,25 MeV et 2,45 MeV avec une résolution de 100 keV. Il a montré que les deux distributions angulaires étaient asymétriques et différentes, mais qu'en faisant la moyenne des deux, on obtenait une courbe en bon accord avec la théorie statistique de Hauser et Feshbach.

Par la suite, Landon⁽⁴⁶⁾ a publié une distribution angulaire obtenue à 2,2 MeV d'énergie incidente avec une résolution de 120 keV. Cette distribution angulaire est isotrope à 10 % près.

De même, Salnikov⁽⁴⁷⁾ a trouvé qu'avec des neutrons incidents de 2,3 MeV la distribution angulaire des neutrons correspondant à l'excitation du niveau de 0,845 MeV est isotrope.

B) $E_n = 3,2$ MeV.

A cette énergie la courbe de section efficace totale des neutrons devient continue et l'hypothèse statistique plus valable. Mais à cette énergie, nous pouvons exciter les niveaux de 2,08 MeV, 2,66 MeV, 2,95 MeV et 3,12 MeV. Nous pouvons donc enregistrer dans le plastique, en plus des neutrons correspondant au premier niveau, ceux correspondant aux niveaux supérieurs, ainsi que des rayonnements γ de cascade. Nous avons utilisé une bande de neutrons allant de 1,05 MeV à 2,4 MeV, ce qui correspond, pour les photons, à une bande de 0,35 à 0,95 MeV.

Avec cette bande, l'efficacité de détection des neutrons inélastiques correspondant au niveau de 845 keV est d'environ 40 %; celle correspondant au niveau de 2,08 MeV (dont l'énergie est de 1,12 MeV) est inférieure à 2 %. Effectivement le spectre des photons en coïncidence avec cette bande ne montre aucun pic de cascade (figure 9).

D'autre part, nous avons calculé l'efficacité de détection de cette bande pour les rayonnements γ de cascade. En tenant compte des sections efficaces relatives d'excitation des différents niveaux à 3,7 MeV données par Morgan⁽⁴⁸⁾ nous trouvons que moins de 10 % du comptage de la bande est dû aux rayonnements γ de cascade.

D'autre part, grâce à l'utilisation du système de coïncidences Graham et Bell, nous avons pu travailler avec une résolution de coïncidences de $7 \cdot 10^{-9}$ s et éliminer, en mettant un retard adéquat entre les deux voies, les coïncidences ($n_p, n'\gamma$) qui auraient pu être gênantes à 135°.

Nous trouvons finalement une distribution angulaire très légèrement anisotrope et symétrique : les ondulations de la courbe sont de l'ordre de 20 % à la limite des erreurs expérimentales. Cette courbe est en assez bon accord avec la théorie statistique de Hauser et Feshbach. En effet, nous avons calculé d'après cette théorie que la distribution angulaire est de la forme $W(\theta) = a (1 + 0,095 P_2 - 0,04 P_4)$ (fig. 10).

Nous avons pris, comme valeurs des coefficients de transmission, celles données par le groupe de Los Alamos⁽⁴⁹⁾ car c'est ce groupe qui, en prenant comme potentiel optique un potentiel de Saxon

$$V_0 (1 + i\xi) \left[1 + \exp \frac{(r-R)}{a} \right]^{-1}, \text{ avec } V_0 = 39 \text{ MeV et } \xi = 0,2,$$

trouve le meilleur accord entre les calculs (d'après la théorie statistique) et la courbe d'excitation du niveau de 845 keV.

Ces résultats montrent qu'à 3,2 MeV d'énergie incidente nous sommes dans une région statistique.

Cranberg a publié, au congrès de Kingston^{en} 1960⁽⁵⁰⁾, une courbe de distribution angulaire à 3 MeV d'énergie incidente légèrement asymétrique, mais l'asymétrie reste faible : elle atteint au maximum 24 % (fig. 12).

C) $E_n = 4,1 \text{ MeV}$.

La source de neutrons est constituée par une cible gazeuse de deutérium que vient bombarder le faisceau de deutons dont l'énergie est 2,56 MeV. La cellule est remplie de deutérium sous une pression de 60 cm de mercure : sa fenêtre de nickel a une épaisseur de 10 microns. La résolution du faisceau de neutrons est alors de 350 keV.

Nous avons pu, grâce à une résolution de coïncidences de 5.10^{-9} seconde, maintenir le pourcentage des coïncidences fortuites par rapport aux coïncidences vraies inférieur à 10 % malgré le bruit de fond très grand dû au faisceau de deutons.

Nous avons utilisé une bande de neutrons comprise entre 2,1 MeV et 3,2 MeV ce qui correspond, pour les photons, à une bande comprise entre 0,8 MeV et 1,35 MeV. Les neutrons correspondant au deuxième niveau (qui ont 2,02 MeV d'énergie) ne sont pas comptés.

Comme pour les mesures à 3,2 MeV, nous avons calculé que les rayonnements γ de cascade sont détectés dans la bande avec une efficacité négligeable.

De même les coïncidences $(n_p, n'\gamma)$ sont éliminées grâce à la résolution du système.

Nous trouvons encore, à cette énergie, une distribution angulaire isotrope à 20 % près et en accord avec la courbe calculée dans le modèle statistique qui est de la forme

$$W(\theta) = a (1 + 0,19 P_2 - 0,07 P_4) \text{ (fig. 10).}$$

D) $E_n = 5,1 \text{ MeV.}$

La "bande" de neutrons utilisée correspond à un intervalle d'énergie de 3,35 MeV à 4,35 MeV pour les neutrons et de 1,45 à 1,85 MeV pour les photons. Avec une telle bande, nous ne comptons pratiquement que les neutrons correspondant au premier niveau. L'énergie du faisceau étant alors 3,5 MeV, le fond est extrêmement grand, les mesures sont peu précises et limitées aux angles en avant, mais elles n'indiquent pas d'anisotropie apparente très grande.

Il est intéressant de comparer ces résultats à ceux de Seward⁽⁵¹⁾ qui a étudié la diffusion inélastique des protons de 5,5 MeV sur le premier niveau du fer et qui a trouvé, lui aussi, une distribution angulaire isotrope à 10 %.

Nous pouvons conclure que, dans le cas de l'excitation du premier niveau du fer-56 et jusqu'à environ 5 MeV d'énergie incidente, la diffusion inélastique des neutrons et des protons se fait essentiellement par noyau composé et qu'à partir de 3 MeV les hypothèses statistiques sont valables.

II. IODE.

Le schéma des premiers niveaux de l'iode-127 est donné par la figure 13. Ces niveaux ont été déterminés par radioactivité

$^{127}_{52}\text{Te}$ (52) et de $^{127}_{54}\text{Xe}$ (53) et par diffusion inélastique de neutrons (10)(48)(54 à 57). Certains de ces niveaux (204, 418, 631 et 750 keV) ont été obtenus par excitation coulombienne avec des protons de 3,2 MeV⁽⁵⁸⁾.

Le premier niveau a une très faible énergie d'excitation (59 keV), son spin est 7/2, sa parité positive. Sa configuration $(g_{7/2})^3$ est très voisine de celle de l'état fondamental qui est $(g_{7/2})^2 d_{5/2}$ (le spin et la parité du niveau fondamental sont $\frac{5}{2}^+$) la transition de 60 keV est une transition M1.

Nous avons vu que la théorie de l'interaction directe prévoit, quelle que soit l'approximation utilisée, que la section efficace d'interaction est d'autant plus grande que le niveau excité diffère peu de l'état fondamental. Par contre, si la diffusion inélastique sur l'iode se fait par passage par noyau composé, le nombre de voies ouvertes est déjà grand à 1 MeV

d'énergie incidente (les niveaux du résiduel étant très nombreux) et la probabilité de désexcitation du noyau composé dans l'une d'elles (par exemple en laissant le résiduel dans le premier état excité) est faible.

En conclusion, on peut penser que la probabilité d'interaction directe, dans ce cas, est grande par rapport à celle de formation du noyau composé.

D'autre part, l'iode étant un corps assez lourd, la densité des niveaux du composé est grande (l'énergie de liaison du neutron dans ^{127}I est de 6,58 MeV)

La section efficace totale en neutrons est continue. La région "statistique" semble atteinte, Van Loef et Lind⁽⁵⁶⁾ ont étudié la courbe d'excitation de la raie σ de 59 keV au voisinage du seuil et ont montré qu'elle est en bon accord avec celle calculée dans la théorie statistique de Hauser et Feshbach, si on attribue au spin de l'état excité la valeur $7/2$ (valeur qui, à l'époque, n'était pas encore déterminée) et si on prend ξ , égal à 0,2.

En plus de ces considérations théoriques qui nous ont amené à étudier l'iode, ce noyau présente des avantages pratiques.

L'iode naturel est constitué à 100 % par l'iode-127, et surtout l'iode est l'un des constituants du cristal de NaI. Nous pouvons donc utiliser comme diffuseur le cristal lui-même et détecter le rayonnement gamma de 59 keV avec une efficacité de 100 %.

A) ETUDE DES CASCADES

Mais la présence d'un si grand nombre de niveaux rend plus difficile l'étude de la diffusion inélastique correspondant à un seul niveau.

D'après les mesures de radioactivité⁽⁵³⁾, le deuxième niveau (à 204 keV) décroît en partie sur le premier niveau mais dans une

faible proportion (15 %); le niveau suivant, à 377 keV, décroît sur le niveau à 204 keV et décroît directement sur le fondamental dans les proportions 2/3 et 1/3, le quatrième niveau à 418 keV décroît directement sur le fondamental, décroît par cascades sur le niveau de 59 keV et sur celui de 204 keV dans les proportions de 80 %, 15 % et 5 % respectivement. Si ces quatre niveaux étaient excités par diffusion inélastique avec la même intensité, le pic de 60 keV serait alimenté par des cascades issues de ces niveaux dans une proportion de 29 %. En fait, ces niveaux sont excités avec des intensités différentes : par exemple, il semble que le niveau de 377 keV soit très peu excité, mais par diffusion inélastique, nous pouvons exciter en plus des niveaux plus hauts que ceux obtenus par radioactivité et ces niveaux peuvent aussi décroître par cascade sur le premier.

C'est pourquoi, dans une expérience de coïncidences gamma-gamma, nous avons cherché si le pic gamma de 59 keV est en coïncidence avec d'autres photons lors de la diffusion inélastique de neutrons de différentes énergies.

Nous avons remplacé le plastique par un "gros" cristal de NaI de 10 cm x 10 cm, placé à 90° de la direction incidente et dont le centre est à 11 cm du centre du "petit" cristal. Le "gros" cristal est protégé des neutrons incidents par un cône de plexiglas de 30 cm de long. Le spectre issu du "gros" cristal est analysé dans le sélecteur à une bande. En comparant, pour un même nombre de microcoulombs, la surface du pic de 59 keV mesurée dans le "petit" cristal en direct à la surface du même pic mesurée en coïncidence avec différentes "bandes", nous déduisons la proportion de ce pic qui est due à des cascades.

En effet, si le rayonnement de 59 keV est dû uniquement à des coïncidences avec d'autres photons, ce rapport C/D (surface du pic en coïncidence divisée par surface du pic en direct) est donné par la relation $C = D \Omega F$ où

Ω est l'angle solide sous-tendu par le "gros" cristal,
F est l'efficacité de détection du "gros" cristal avec la bande d'analyse utilisée.

Nous avons déduit cette efficacité des valeurs mesurées et calculées par Miller⁽⁵⁹⁾.

Nous pouvons conclure que, jusqu'à 3 MeV, moins de 15 % du pic de 60 keV est alimenté par des coïncidences avec des photons d'énergie inférieure à 2 MeV.

B) DISTRIBUTION ANGULAIRE à 1,15 MeV

La géométrie utilisée pour les mesures de distribution angulaire est celle décrite précédemment. Mais le diffuseur est constitué par le cristal lui-même qui mesure alors 2,5 cm x 2,5 cm et le plastique est situé à 12 cm du cristal centre à centre.

La figure 14 montre le spectre des photons obtenu en bombardant le cristal de NaI par des neutrons de 1,15 MeV. Les pics à 60, 200 et 620 keV sont dus à la diffusion inélastique sur l'iode. Le pic large vers 400 keV est dû à l'excitation du premier niveau de $^{24}_{11}\text{Na}$ à 435 keV et des deux niveaux de l'iode à 377 et à 418 keV. Le pic de 140 keV est dû surtout à la réaction (n, γ).

En effet, ce pic disparaît dans le spectre des photons en coïncidence avec une bande de neutrons comprise entre 700 et 1100 keV (figure 14c). De même, nous ne voyons aucun pic vers 173 keV (cascade du niveau de 377 keV sur le niveau de 204 keV).

Donc, avec une telle bande, nous ne comptons que les coïncidences dues à l'excitation du premier niveau.

Les coïncidences ($n_p, n'\gamma$) sont négligeables car l'atténuation du cône de paraffine de 20 cm de long est d'environ 25 à cette énergie de neutrons.

Nous obtenons finalement la distribution angulaire donnée par la figure 15; cette distribution angulaire est légèrement anisotrope. Par contre, son asymétrie est inférieure aux erreurs expérimentales $(30^\circ/150^\circ) = 1,085 \pm 0,10$.

Nous ne pouvons donc conclure à une contribution d'interaction directe à 1,15 MeV de neutrons.

C) DISTRIBUTION ANGULAIRE à 3 MeV

Nous avons pu utiliser une bande large de neutrons : 1,2 MeV à 3 MeV (ce qui correspond pour les photons, à une bande comprise entre 0,4 et 1,27 MeV), puisque nous avons constaté que le pic de 59 keV n'est pas en coïncidence avec d'autres rayonnements gamma.

Bien que l'atténuation du plexiglas soit faible, les coïncidences ($n_p, n'\gamma$) ne sont pas comptées car, à 150° et au-delà, le proton de recul correspondant a une énergie inférieure au seuil de la bande et à 120° les neutrons diffusés élastiquement par les noyaux d'hydrogène du plastique sont suffisamment lents pour que, avec la résolution utilisée (10^{-8} s), on sépare ces coïncidences des vraies coïncidences.

La distribution angulaire obtenue (figure 15) montre une asymétrie à la limite des erreurs expérimentales :

$$\left(\frac{30^\circ}{150^\circ} \right) = 1,12 \pm 0,15 .$$

Mais, dans cette série d'expériences, nous avons initialement utilisé comme moniteur l'intensité du pic de 59 keV en direct.

Or, nous avons constaté par la suite que ce pic de 59 keV, mesuré en direct, est alimenté essentiellement à cette énergie de 4 MeV de protons, par la raie X du tantale (67 keV) due à l'interaction du faisceau de protons sur le support de la cible. Dans les courbes de distribution angulaire, nous avons donc ramené nos mesures à un même nombre de microcoulombs, la reproductibilité des mesures nous assurant que la cible n'a pas évolué.

D) MESURES A 3,5 MeV.

Nous avons utilisé, pour produire ces neutrons, la réaction $^2\text{H}(d,n)$. La cellule gazeuse est remplie de deutérium sous une pression de 40 cm de mercure. Sa fenêtre de nickel mesure 5 microns d'épaisseur.

Avec des deutons incidents de 1,6 MeV, nous obtenons des neutrons de 3,5 MeV dont la résolution est de 200 keV. Nous ne sommes plus gêné par la raie X du tantale, le fond de la cellule étant recouvert intérieurement par du platine (la raie X du platine a une énergie de 78 keV).

Nous avons simplement mesuré, à cette énergie, le rapport ($30^\circ/150^\circ$) en utilisant une bande de neutrons comprise entre 1,5 et 3,4 MeV; nous ne comptons pas les coïncidences ($n_p, n'\alpha$), le proton de recul dû à ce mécanisme n'ayant que 1,26 MeV d'énergie.

Nous avons utilisé successivement des cristaux de 3,75 cm x 3,75 cm et des cristaux de 2,5 cm x 2,5 cm. Nous avons obtenu le même résultat, à savoir que l'intensité du pic à 30° est la même, à 10 % près, que celle du pic à 150° .

En conclusion, la diffusion inélastique des neutrons sur l'iode-127, laissant celui-ci dans le premier état excité, ne fait pas intervenir de processus d'interaction directe jusqu'à 3,5 MeV d'énergie incidente, bien que ce niveau diffère très peu du niveau fondamental.

Remarque : Recul du sodium.

Dès nos premières mesures, à 1,15 MeV d'énergie incidente, nous avons constaté, quand le plastique est à un angle supérieur à 90° , la présence d'un pic à gauche du pic de 59 keV dans le spectre des photons en coïncidence avec les neutrons. Ce pic est dû au recul de l'atome de sodium produit par la diffusion inélastique des neutrons dans le cristal de NaI. La coïncidence entre les impulsions du cristal et celles du plastique sélectionne les neutrons diffusés élastiquement dans un angle donné, donc les atomes de recul d'une certaine énergie.

Nous avons vérifié, en faisant varier systématiquement l'angle du plastique (figure 16) ou bien l'énergie incidente, que la hauteur de ce pic varie conformément aux prédictions de la cinétique des chocs élastiques.

Nous avons déterminé qu'un atome de sodium d'une certaine énergie donne, dans un cristal de NaI, une impulsion de même hauteur qu'un photon dont l'énergie est environ 4 fois plus grande.

Quand la position de ce pic de recul du sodium est trop voisine de celle du photon de 59 keV, nous ne pouvons déterminer l'intensité de ce dernier : par exemple, à 3 MeV d'énergie incidente et pour un angle de 90° , le pic de recul a la même hauteur que le photon de 59 keV.

III. BISMUTH

On peut représenter le $^{209}_{83}\text{Bi}$ comme constitué d'un coeur doublement magique de 82 protons et 126 neutrons, plus un proton en dehors du coeur qui, à l'état fondamental, est sur la couche $h_{9/2}$. Le premier niveau à 890 keV d'énergie d'excitation est très probablement un niveau de particule dû au passage du proton célibataire à la couche $f_{7/2}$.

En dehors du premier niveau qui a été obtenu aussi par radioactivité du $^{209}_{84}\text{Po}^{(60)}$, les niveaux du bismuth n'ont pu être obtenus que par diffusion inélastique de neutrons^{(10)(37)(55)(57)(61 à 63)}.

A) ETUDE DES RAYONNEMENTS GAMMA DU BISMUTH

Nous avons d'abord étudié le spectre des photons obtenus en bombardant le bismuth par des neutrons de différentes énergies. Nous avons utilisé, pour détecter les protons, successivement un cristal de NaI de 3,75 cm x 3,75 cm et un cristal de NaI de 10 cm x 10 cm, les niveaux du $^{209}_{83}\text{Bi}$ étant assez élevés. La géométrie utilisée (figure 17) est identique dans les deux cas, différant seulement par les dimensions des matériaux utilisés. Quand nous utilisons le cristal de 3,75 cm x 3,75 cm, le diffuseur de bismuth est un anneau de 10 cm de diamètre extérieur, 7 cm de diamètre intérieur et 2,5 cm de long. Le cristal, situé à 50 cm de la source, est protégé par un cône de plexiglas de 20 cm de long suivi d'un cylindre de plomb de 6 cm de long et 3 cm de diamètre.

Quand nous avons utilisé le "gros" cristal de 10 cm x 10 cm, le diffuseur était un anneau de 14 cm de diamètre intérieur, 17 cm de diamètre extérieur et 5 cm de long. Le cristal, situé à 60 cm de la cible, est protégé par un cône de plexiglas de 30 cm de long suivi d'un tronc de cône en plomb de 10 cm de long et 10 cm de diamètre.

Nous avons rencontré beaucoup de difficultés dans la détection du photon de 890 keV. Le bismuth étant un corps très lourd, son auto-absorption pour les photons de 890 keV est très grande. Après traversée de 1 cm de bismuth, l'intensité des photons est réduite d'un facteur e , ce qui limite beaucoup l'épaisseur du diffuseur. Nous avons soigneusement veillé à éloigner toute masse pouvant donner lieu à de la diffusion **inélastique**, entre autres le fer dont l'énergie du premier niveau (845 keV) est très voisine de celle du niveau étudié (nous avons enlevé les blindages autour des photomultiplicateurs et utilisé des supports en bois.

Nous avons été également gêné par un rayonnement de 980 keV venant de la cible dont nous n'avons pas déterminé l'origine exacte mais dont l'intensité augmente très rapidement avec l'énergie du faisceau. C'est pourquoi nous avons mis, entre la source de neutrons et le cristal, après le cône de plexiglas, le cône de plomb. Le fond est déterminé en remplaçant le diffuseur de bismuth par un diffuseur de carbone identique.

La figure 18 représente le spectre des photons obtenu avec le "gros" cristal, à 3,02 MeV de neutrons incidents, avec un diffuseur de bismuth(a), un diffuseur de carbone (b) et sans diffuseur (c) respectivement. La différence entre les courbes (b) et (c) est due aux neutrons diffusés élastiquement par le diffuseur vers le cristal. Sur ces deux courbes, nous vérifions que le plomb placé derrière le plexiglas ne donne, par diffusion inélastique de neutrons, aucun photon détectable dans le cristal.

La figure 19 représente les spectres "différences" (bismuth moins carbone) obtenus avec le gros cristal à différentes énergies de neutrons incidents. Nous obtenons les pics suivants :

($0,890 \pm 0,020$) MeV; ($1,59 \pm 0,04$) MeV; ($2,6 \pm 0,05$) MeV et 3,16 MeV. Ces pics, disparaissant aux énergies de neutrons inférieures à l'énergie du pic considéré, sont dus aux transitions à l'état fondamental des niveaux de même énergie. Ces résultats sont en accord avec les mesures faites par les autres expérimentateurs.

Nous voyons en plus, sur la courbe à 3,37 et 3,53 MeV d'énergie incidente, un pic vers 2,1 MeV. Nous attribuons ce pic au pic d'échappement du photon de 2,6 MeV. En effet, son intensité relative par rapport au pic de 2,6 MeV est beaucoup plus grande avec un petit cristal (figure 20) et ce pic n'apparaît qu'au-delà de 2,6 MeV.

B) RECHERCHE DES CASCADES

a) Le deuxième niveau à 1,59 MeV peut décroître par une cascade sur le premier en donnant un photon de ($0,7 \pm 0,06$) MeV. Nous avons donc étudié tout particulièrement, dans le spectre des rayonnements γ , la région 600 - 800 keV. Malheureusement, le spectre Compton du photon de 890 keV dont la fin est juste à 690 keV peut masquer un pic de faible intensité situé dans cette région. C'est pourquoi nous avons utilisé le "gros" cristal dans lequel la proportion du pic photoélectrique par rapport au spectre Compton est plus grande que dans un petit. En effet, d'après les valeurs mesurées et calculées par Miller⁽⁵⁹⁾ pour un cristal de 10 cm x 10 cm, l'efficacité de détection d'un photon de 700 keV par son pic photoélectrique est de 60 % et celle de détection d'un photon de 890 keV par effet Compton est de 38 % alors qu'avec un cristal de 3,75 cm x 3,75 cm ces efficacités sont respectivement de 24 et 39 %.

Les spectres obtenus ne montrent aucune indication de pic de 700 keV à 4 % près.

L'efficacité de détection dans le pic photoélectrique d'un photon de 700 keV est de 15 % supérieure à celle d'un photon de 890 keV; d'autre part, les calculs montrent que l'auto-absorption de l'anneau de bismuth est de 15 % plus grande pour les photons de 700 keV que pour les photons de 890 keV. En définitive, nous pouvons dire que le pic de 890 keV n'est pas alimenté à plus de 4 % par une cascade du niveau de 1,56 MeV sur le premier niveau.

b) Le 3ème niveau de 2,6 MeV peut décroître par cascades sur le premier en donnant un photon de $(1,71 \pm 0,07)$ MeV en coïncidence avec le photon de 0,89 MeV ou sur le deuxième en donnant un pic de 1,01 MeV qui se trouverait dans la queue du pic de 890 keV. Bien que les spectres directs montrent peu d'indications de tels rayonnements gamma, nous avons étudié ces coïncidences γ - γ . Le diffuseur est alors un disque cylindrique de 4 cm de diamètre et 1 cm d'épaisseur. Il est situé entre deux cristaux de 3,75 cm x 5 cm et 3,75 cm x 3,75 cm respectivement. Les cristaux sont protégés des neutrons directs par de la paraffine et, des photons de la cible, par du plomb (figure 21).

A 3,2 MeV de neutrons incidents, le spectre des photons en coïncidence avec des rayonnements γ dont l'énergie est comprise entre 760 keV et 1100 keV n'indique aucun pic et de plus est absolument identique au spectre obtenu en remplaçant le disque de bismuth par un disque identique de carbone. Ces résultats confirment que le deuxième niveau ne décroît pas par cascades et montrent également que le troisième niveau ne donne pas de cascade sur des niveaux intermédiaires.

En conclusion, à 3,2 MeV de neutrons incidents, le pic de 890 keV n'est alimenté par aucune coïncidence avec d'autres photons.

Du fait que le niveau de 1,59 MeV décroît directement à l'état fondamental, nous déduisons que le spin de ce niveau est supérieur à 5/2.

C) COURBE D'EXCITATION DU NIVEAU DE 890 keV.

La géométrie est la même que celle utilisée pour obtenir le spectre des photons avec un petit cristal.

Les neutrons jusqu'à 4,25 MeV sont obtenus par la réaction ${}^3_1\text{H}(p,n)$, leur dispersion en énergie étant de 50 keV pour des neutrons de 2 MeV. Les neutrons plus énergiques sont obtenus par la réaction ${}^2_1\text{H}(d,n)$. Nous avons utilisé alors une cellule remplie de deutérium sous une pression de 40 cm de mercure et dont la fenêtre de nickel mesure 11 microns d'épaisseur. Avec une telle cible, la résolution est de 100 keV pour des neutrons de 4,5 MeV.

Nous avons utilisé, comme moniteur, un "long compteur" dont l'efficacité est constante à 5 % près pour des neutrons allant de quelques centaines de keV à plus de 5 MeV. Le long compteur est placé à 1,50 m de la cible et à 40 cm de l'axe du faisceau. Il détecte les neutrons émis à 15° de la direction du faisceau de protons alors que les neutrons tombant sur le diffuseur font un angle moyen de (10 ± 2) degrés. Mais la section efficace différentielle de la réaction ${}^3_1\text{H}(p,n)$, mesurée dans le laboratoire, varie au maximum de 10 % entre 10° et 15°, de même que celle de la réaction ${}^2_1\text{H}(d,n)$ aux énergies de deutons utilisées⁽⁶⁴⁾. Ainsi le diffuseur ne perturbe pas le comptage du long compteur et nous pouvons considérer celui-ci comme un moniteur d'efficacité constante à 15 % près.

Nous avons estimé la surface du pic de 890 keV de deux façons différentes : soit en mesurant à chaque angle la différence entre le spectre obtenu avec le diffuseur de bismuth et celui obtenu avec le diffuseur de carbone, soit en mesurant directement

le spectre du bismuth, le fond étant relativement facile à déterminer. Les deux méthodes donnent des résultats identiques.

En réalité, le cristal ne détecte que les photons émis dans un angle voisin de 90° . En toute rigueur, la courbe d'excitation est la courbe d'excitation du photon de 890 keV émis à 90° mais la distribution angulaire du rayonnement γ varie peu avec l'énergie des neutrons, et nous avons vu précédemment que, au moins jusqu'à 3,2 MeV de neutrons, on peut attribuer le pic de 890 keV à la désexcitation du premier niveau.

La courbe obtenue (figure 22) est tangente à l'axe des y au voisinage du seuil; elle est en très bon accord avec la courbe théorique calculée dans le modèle statistique de Hauser et Feshbach et a la même forme que celle obtenue par Kiehn et Goddman⁽¹⁰⁾ tracée jusqu'à 2,8 MeV.

Notre courbe d'excitation monte de façon continue jusqu'à environ 3,5 MeV malgré la compétition d'autres voies ouvertes (excitation des niveaux de 1,59 et 2,6 MeV).

Il aurait été intéressant de tracer cette courbe d'excitation jusqu'à 8 MeV d'énergie incidente pour voir l'influence de la résonance géante de la section efficace totale, résonance centrée vers 4 MeV et dont la largeur est 2,5 MeV⁽⁴⁰⁾. Malheureusement, comme nous avons utilisé une fenêtre de 11 μ , nous n'avons pu monter que jusqu'à 4,8 MeV de neutrons incidents. L'énergie des deutons est alors de 3,25 MeV, le bruit de fond est très grand et les mesures très peu précises.

D) COURBE D'EQUILIBRAGE $n'\gamma$ ET VIE MOYENNE DU PREMIER NIVEAU

Pour établir la distribution angulaire des neutrons inélastiques, nous avons été amené à étudier préalablement la courbe d'équilibrage $n'\gamma$ et à la comparer à une courbe d'équilibrage $\gamma-\gamma$

établie dans les mêmes conditions. Nous avons utilisé comme source de rayonnements γ une source de scandium dont les deux rayonnements γ de 890 keV et 1120 keV sont en coïncidences instantanées.

Le sélecteur à une bande découpe, dans le spectre Compton issu du plastique, une région d'énergie comprise entre 350 et 900 keV (équivalent à une bande de neutrons de 1 à 2,4 MeV). La figure 23 (a) montre l'intensité du pic de 890 keV en coïncidence avec les photons détectés dans cette bande en fonction du retard entre les deux voies.

Grâce au système de coïncidences Graham et Bell, nous avons pu utiliser une résolution de $7,5 \cdot 10^{-9}$ seconde.

Pour tracer la courbe d'équilibrage $n'\gamma$, nous avons utilisé la géométrie habituelle de distribution angulaire (figure 1) : le diffuseur de bismuth est un anneau de 1 cm d'épaisseur et 4 cm de diamètre intérieur. Le plastique, situé à 90° de la direction incidente, est protégé des neutrons directs par 30 cm de plexiglas. Le cristal et le plastique sont protégés du rayonnement de 980 keV venant de la cible par une brique de plomb de 2 cm d'épaisseur. La bande de neutrons est comprise entre 1 MeV et 2,4 MeV.

Nous obtenons une courbe d'équilibrage $n'\gamma$ (figure 23 b) analogue à celle obtenue avec la source de scandium, à la précision des mesures près, mais décalée en temps; le décalage ($5 \cdot 10^{-9}$ s) correspond au temps de parcours des neutrons inélastiques du diffuseur au détecteur.

Nous pouvons en conclure que la vie moyenne du premier niveau du bismuth est inférieure à 10^{-8} seconde.

E) DISTRIBUTION ANGULAIRE À 3,2 MeV

La géométrie employée est celle décrite au paragraphe précédent: mais, grâce à la résolution employée, nous avons pu supprimer l'atténuateur de plexiglas tout en gardant le nombre de coïncidences

fortuites inférieur au nombre de coïncidences vraies. Ainsi nous avons pu étudier les très petits angles.

Nous avons calculé que la protection de plomb atténue le rayonnement γ parasite d'un facteur 5, donc le nombre de coïncidences fortuites dues à ce rayonnement d'un facteur 25 alors que cette protection ne perturbe les neutrons arrivant sur le diffuseur que de 10 % environ (elle atténue le faisceau direct de neutrons allant au diffuseur, ce qui n'est pas gênant, mais ramène aussi, par diffusion élastique vers le diffuseur, 10 % de neutrons qui ont une direction légèrement différente).

Nous avons vu qu'à 3,2 MeV de neutrons, le pic de 890 keV n'est alimenté par aucune cascade. Aussi nous avons pu utiliser une bande de neutrons assez large : 1 à 2,4 MeV.

Les coïncidences $(n_p, n'\gamma)$ ne sont pas comptées, la résolution utilisée étant suffisante pour les distinguer des vraies coïncidences.

La figure 24 représente le spectre des photons en coïncidence avec les neutrons détectés dans la bande 1 à 2,4 MeV, obtenu avec le diffuseur de bismuth et avec le diffuseur de carbone, le plastique étant à 15°; chaque spectre a été obtenu en 1 h 1/2 et pour 10 000 microcoulombs.

Nous avons utilisé comme moniteur le long compteur qui est situé à 1,50 m de la cible et à 40 cm de l'axe du faisceau, mais de l'autre côté de cet axe par rapport au plastique afin de ne pas être perturbé par celui-ci dans ses différentes positions.

La distribution angulaire obtenue est donnée par la figure 25; cette distribution angulaire est isotrope à 20 % près.

Ce résultat est en désaccord avec celui obtenu par Kern⁽⁶⁵⁾ qui a publié dans un B.A.P.S. une distribution angulaire très asymétrique à 2,82 MeV d'énergie incidente. Mais ce résultat n'a pas été confirmé et Cranberg⁽⁶⁶⁾, un peu après, à la même énergie incidente de 2,82 MeV, a trouvé une distribution angulaire symétrique à 30 % près.

IV. RESULTATS OBTENUS PAR LES AUTRES LABORATOIRES ET CONCLUSION.

Depuis que nous avons entrepris ce travail, différents expérimentateurs ont étudié aussi le mécanisme de la diffusion inélastique des neutrons rapides.

Toutes les expériences avec des neutrons incidents de 14 MeV montrent qu'à cette énergie la diffusion inélastique s'effectue essentiellement par interaction directe :

- expériences de Perey⁽²⁴⁾ sur ${}^7_3\text{Li}$ ($Q = - 4,63$ MeV);
 ${}^9_4\text{Be}$ ($Q = - 2,43$ MeV); ${}^{12}_6\text{C}$ ($Q = - 4,43$ MeV) et
 ${}^{16}_8\text{O}$ ($Q = - 6$ MeV et $- 7$ MeV).
- expériences de Anderson⁽⁶⁷⁾ sur ${}^9_4\text{Be}$ ($Q = - 2,43$ MeV) et
 ${}^{12}_6\text{C}$ ($Q = - 4$ MeV).
- expériences de Clarke⁽⁶⁸⁾ sur ${}^{24}_{12}\text{Mg}$ ($Q = - 1,37$ MeV et
 ${}^{32}_{16}\text{S}$ ($Q = - 2,24$ MeV).

Par contre, la plupart des mesures avec des neutrons incidents de quelques MeV ($E_n \leq 5$ MeV) ne décèlent aucun effet d'interaction directe. (Il n'existe aucune mesure avec des neutrons dont l'énergie est comprise entre 5 et 14 MeV).

Les résultats de ces mesures, ainsi que ceux du présent travail, sont résumés dans le tableau suivant :

Noyau cible	Energie du niveau résiduel. (MeV)	Energie incidente. E_n (MeV)	Résultats : forme de la distribution angulaire	Auteur Référence
${}^9_4\text{Be}$	2,43	$\left. \begin{matrix} 3,5 \\ 4,1 \\ 5 \end{matrix} \right\}$	asymétriques variant lentement avec E_n	Marion et Cranberg (69)
${}^{19}_9\text{F}$	0,109	0,56	isotrope .	Garber (70)
	"	1	"	"
	0,197	0,56	"	"
	"	1	"	"
${}^{23}_{11}\text{Na}$	0,44	$\left. \begin{matrix} 3,47 \\ 3,75 \\ 4 \end{matrix} \right\}$	asymétriques variant rapidement avec E_n	Shipley (71)
${}^{24}_{12}\text{Mg}$	1,37	$\left. \begin{matrix} 2 \\ 3 \\ 4 \\ 5 \end{matrix} \right\}$	anisotropes mais en désaccord avec les calculs d'interaction directe de Yoshida	Thomson, Cranberg et Levin (66)
"	"	3,45	corrélation angulaire σ_n en accord avec théorie statistique	Brugger et al (72)
${}^{48}_{22}\text{Ti}$	1,02	$\left. \begin{matrix} 2,25 \\ 2,45 \end{matrix} \right\}$	anisotrope mais symétrique	Cranberg et Levin (37)
${}^{52}_{24}\text{Cr}$	1,44	2,3	isotrope	Salnikov (47)
${}^{56}_{26}\text{Fe}$	0,845	$\left. \begin{matrix} 1,58 \\ 1,66 \end{matrix} \right\}$	asymétriques variant rapidement avec E_n	Muehlhause (36)
"	"	1,50	asymétrique	ce travail
	"	1,58	symétrique	"
	"	1,66	symétrique et en accord avec calculs dans théorie statistique.	"

Noyau cible	Energie du niveau rési- duel. (MeV)	Energie in- cidente. E_n (MeV)	Résultats : forme de la distribution angulaire	Auteur Référence
$^{56}_{26}\text{Fe}$		2,2	isotrope	Landon et Elwyn ⁽⁴⁶⁾ Salnikov ⁽⁴⁷⁾
		2,3	isotrope	
		2,35	symétrique et en accord avec calculs dans théorie statistique	Cranberg et Levin ⁽³⁷⁾
		3,	très légèrement asymétrique	Cranberg et ⁽⁵⁰⁾ Glendening
		3,2 } 4,1 }	symétrique et en accord avec calculs dans théorie statistique	ce travail
$^{58}_{28}\text{Ni}$	1,33	2,45	anisotrope mais symétrique	Cranberg et Levin ⁽³⁷⁾
$^{60}_{28}\text{Ni}$				
$^{89}_{39}\text{Y}$	0,913	2,2	isotrope	Landon et Elwyn ⁽⁴⁶⁾
	1,53	"	"	
$^{127}_{53}\text{I}$	0,06	1,15	symétrique	ce travail
		3	"	"
		3,5	"	"
$^{181}_{73}\text{Ta}$	0,133	0,71	isotrope	Garber ⁽⁷⁰⁾
	"	0,9	"	
	0,303	0,71	"	
	"	0,9	"	

Noyau cible	Energie du niveau rési- dual. (MeV)	Energie in- cidente. E_n (MeV)	Résultats : forme de la distribution angulaire	Auteur Référence
$^{206}_{82}\text{Pb}$	0,803 1,34 1,43	2,2 " "	anisotrope mais symétrique isotrope "	Landon et Elwyn (46)
$^{207}_{82}\text{Pb}$	{ 0,53 0,89 } <i>non résolu</i>	2,34	isotrope	Salnikov (47)
$^{206}_{82}\text{Pb}$	0,803	2,34	isotrope	"
$^{206}_{82}\text{Pb}$	0,803	3	asymétrique	Cranberg et Glendening (50)
$^{209}_{83}\text{Bi}$	0,9 " "	2,82 2,82 3,2	très asymétrique symétrique symétrique	Kern et al (65) Thomson, Cranberg, Levin (66) ce travail
	1,56 "	2,82 2,82	asymétrique symétrique	Kern et al (65) Thomson, Cranberg, Levin (66)
$^{232}_{92}\text{U}$	0,044	0,55	anisotrope mais symétrique	Cranberg et Levin (28)

Tous les expérimentateurs utilisent la technique de temps-de-
vol avec faisceau pulsé sauf Salnikov qui emploie des émulsions
nucléaires et Shipley qui utilise la même méthode que nous de
coïncidence n°5.

De l'examen de ce tableau, nous voyons que seulement deux cas montrent un processus d'interaction directe :

1) Excitation du niveau de 803 keV du plomb-206 avec des neutrons incidents de 3 MeV (figure 12). Cranberg n'a pas vérifié que la distribution angulaire des neutrons inélastiques varie peu avec l'énergie incidente; mais, le plomb étant très lourd, on peut supposer que les conditions statistiques sont remplies et très probablement l'asymétrie est due à un processus d'interaction directe comme l'affirme Cranberg. Il serait intéressant néanmoins d'étudier la variation avec l'énergie de la distribution angulaire pour confirmer ces résultats.

2) Excitation du niveau de 2,43 MeV du béryllium; la distribution angulaire varie lentement avec l'énergie incidente, l'intensité vers l'avant augmentant avec l'énergie (figure 26).

La diffusion inélastique des neutrons de 5 MeV fait donc intervenir dans ce cas un processus d'interaction directe.

Ce résultat est à rapprocher de l'interprétation des niveaux de ^9Be dans le modèle des groupements préformés ("Cluster model"). Ce modèle représente le ^9Be dans son état fondamental comme constitué par le ^8Be à l'état fondamental et un neutron et le ^9Be dans son état excité à 2,43 MeV comme constitué par le ^8Be excité (2^+) et le neutron.

Nous devons ajouter à ce tableau les résultats obtenus par Tsukada et al.⁽⁷³⁾ qui ont tracé les courbes d'excitation des premiers niveaux de Ti, Fe, Zn et Se avec des neutrons incidents de 3,4 à 4,6 MeV et ont conclu que, dans cette région d'énergie et de masse atomique, le noyau composé est prépondérant.

Nous pouvons, d'après l'examen de tous ces résultats, généraliser cette conclusion : la diffusion inélastique des neutrons

de quelques MeV s'effectue presque toujours uniquement par l'intermédiaire du noyau composé.

Il serait intéressant d'étudier la diffusion inélastique des neutrons entre 5 et 14 MeV d'énergie incidente afin de faire la jonction entre les mesures à 14 MeV qui indiquent toutes la présence d'interaction directe et les mesures à $E_n \leq 5$ MeV qui montrent la prédominance du noyau composé.

Manuscrit reçu le 8 novembre 1961

Je tiens ici à exprimer ma gratitude à Monsieur Berthelot qui a bien voulu m'accueillir dans le Service de Physique Nucléaire du Commissariat à l'Energie Atomique. Ce travail a été effectué dans les Laboratoires de la Section des Réactions Nucléaires à Basse Energie dirigée par Monsieur Cotton. Son aide attentive et les discussions que j'ai eues avec lui m'ont été précieuses.

Ces expériences ont été réalisées dans la plus étroite collaboration avec Monsieur Naggiar qui a dirigé mes débuts dans la physique des neutrons, et avec Madame Conjeaud. Leur compétence et l'atmosphère qu'ils ont su créer ont rendu cette collaboration agréable et fructueuse.

Les montages mécaniques ont été réalisés avec dextérité par Messieurs Coustham et Jusc Zack qui ont veillé aussi à la bonne marche de notre électronique. Je suis aussi grandement redevable à Messieurs Quidort et Souchère de l'amélioration progressive et continue de notre électronique.

Je remercie vivement tous les membres du Groupe du Van de Graaff qui ont assuré jour et nuit le bon fonctionnement de la machine.

Je voudrais remercier aussi le Groupe des Techniques Nucléaires dirigé par Monsieur Prugne ainsi que le Groupe d'Electronique pour leur aide amicale et efficace.

Il n'est pas possible dans ces quelques lignes de citer toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à ce travail mais j'aimerais leur exprimer à toutes ma gratitude.

Je remercie aussi Madame Gugenberger et Mademoiselle Rouzic qui ont assuré à cette thèse une présentation parfaite et Monsieur Giacometti qui a dessiné les figures.

Références

- (1) N.BOHR, Nature, 1936, 137, 344.
- (2) H.H.BARSCHALL, Phys.Rev., 1952, 86, 431.
- (3) L.ROSEN et L.STEWART, Phys.Rev., 1955, 99, 1052.
- (4) E.B.PAUL et R.L.CLARKE, Can.J.Phys., 1953, 31, 267.
- (5) H.FESHBACH, C.E.PORTER et V.F.WEISSKOPF, Phys.Rev., 1954, 96, 448.
- (6) R.D.WOODS et D.S.SAXON, Phys.Rev., 1954, 95, 577.
- (7) F.E.BJORKLUND, Proc.Int.Conf.Nucl.Optical Model, Florida State Univ.Studies (Tallahassee), 1959, 32, 1.
- (8) W.HAUSER et H.FESHBACH, Phys.Rev., 1952, 87, 366.
- (9) D.M.VAN PATER et R.W.JACKIW, Proc.Int.Conf.Nucl.Structure, Kingston (Canada), 1960, p.245.
- (10) R.M.KIEHN et C.GOODMAN, Phys.Rev., 1954, 95, 989.
- (11) L.C.BIEDENHARN, J.M.BLATT et M.E.ROSE, Rev.mod.Phys., 1952, 24, 249.
- (12) T.ERICSON, Phys.Rev.Letters, 1960, 5, 430.
- (13) A.A.KRAUS jr, J.P.SCHIFFER, F.W.PROSSER jr et L.C.BIEDENHARN, Phys.Rev., 1956, 104, 1667.
- (14) N.AUSTERN, S.T.BUTLER et H.McMANUS, Phys.Rev., 1953, 92, 350.
- (15) H.J.WATTERS, Phys.Rev., 1956, 103, 1763.
- (16) G.R.SATCHLER, Proc.phys.Soc., 1955, 68 A, 1037.
- (17) R.SHERR et W.F.HORNYAK, Bull.Am.Phys.Soc., 1956, 1, 197.
- (18) C.A.LEVINSON et M.K.BANERJEE, Ann.Phys.(U.S.A.), 1957, 2, 471; 2, 499; 1958, 3, 67.
- (19) N.K.GLENDENNING, Phys.Rev., 1959, 114, 1297.
- (20) D.M.BRINK, Proc.Phys.Soc., 1955, 68 A, 994.
- (21) S.HAYAKAWA et S.YOSHIDA, Proc.phys.Soc., 1955, 68 A, 656; Progr.Theoret.Phys.Japan., 1955, 14, 1.
- (22) T.K.FOWLER, Phys.Rev.Letters, 1958, 1, 371.
- (23) N.C.FRANCIS et K.M.WATSON, Phys.Rev., 1953, 92, 291.
K.M.WATSON, Phys.Rev., 1956, 105, 1388.

- (24) F.PEREY, Thèse 1960.
- (25) M.HACHIYA et M.SANO, cités par AUSTERN dans Proc.Int.Conf.Nucl. Structure, Kingston (Canada), 1960, p.329.
- (26) H.FESHBACH, Ann.Phys.(U.S.A.), 1958, 5, 357.
- (27) S.YOSHIDA, Proc.Phys.Soc., 1956, 69 A, 668; Progr.Theoret.Phys. Japan, 1958, 19, 169.
- (28) D.M.CHASE, L.WILETS et A.R.EDMONDS, Phys.Rev., 1958, 110, 1080.
- (29) L.CRANBERG et J.S.LEVIN, Phys.Rev., 1958, 109, 2063.
- (30) J.S.BLAIR, Phys.Rev., 1957, 108, 827 et 1959, 115, 928.
- (31) J.S.BLAIR ET L.WILETS, Phys.Rev., 1961, 121, 1493.
- (32) M.CRUT, D.R.SWEETMAN et N.S.WALL, Nucl.Phys., 1960, 17, 655.
- (33) B.L.COHEN et A.G.RUBIN, Phys.Rev., 1958, 111, 1568.
- (34) A.M.LANE et E.D.PENDLEBURY, Nucl.Phys., 1960, 15, 39.
- (35) R.H.HELM, Phys.Rev., 1956, 104, 1466.
- (36) C.O.MUEHLHAUSE, S.D.BLOOM, H.E.WEGNER et G.N.GLASOE, Phys.Rev., 1956, 103, 725.
- (37) L.CRANBERG et J.S.LEVIN, Phys.Rev., 1956, 102, 343.
- (38) A.O.HANSON et J.L.McKIBBEN, Phys.Rev., 1947, 72, 673.
- (39) R.L.GRAHAM et R.E.BELL, Can.J.Phys., 1952, 30, 35.
- (40) BNL-325, suppl.n°1 (2ème édition 1960).
- (41) R.KIENLE et R.E.SEGEL, Phys.Rev., 1959, 114, 1554.
- (42) M.MAZARI, A.SPERDUTO et W.W.BUECHNER, Phys.Rev., 1959, 107, 365.
- (43) G.M.TEMMER et N.P.HHEYDENBURG, Phys.Rev., 1956, 107, 967.
- (44) D.G.ALKHAZOV, Izvestia Akad.Nauk.SSSR, 1959, 23, 233.
- (45) G.SCHRANK, P.C.GUGELOT et I.E.DAYTON, Phys.Rev., 1954, 96, 1156.
- (46) H.H.LANDON, A.J.ELWYN, G.N.GLASOE et S.OLEFSA, Phys.Rev., 1958, 112, 1192.
- (47) SALNIKOV, J.nucl.Energy, 1958, 8, 119.
- (48) I.L.MORGAN, Phys.Rev., 1956, 103, 1031.
- (49) BEYSTER, SCHRANDT, WALT et SALMI, LA-2099 (1957).
- (50) L.CRANBERG et N.GLENDENNING, Proc.Int.Conf.Nucl.Structure, Kingston (Canada), 1960, p.357.
- (51) F.D.SEWARD, Phys.Rev., 1959, 114, 514.
- (52) J.D.KNIGHT, J.P.MIZE, J.W.STARNER et J.W.BARNES, Phys.Rev., 1956, 102, 1592.
- (53) R.N.FORREST et H.T.EASTERDAY, Phys.Rev., 1958, 112, 950.

- (54) L.BERGSTRÖM, Arkiv Fysik, 1952, 5, 191.
- (55) V.E.SCHERRER, B.A.ALLISON et W.R.FAUST, Phys.Rev., 1954, 96, 386.
- (56) J.J.VAN LOEF et D.A.LIND, Phys.Rev., 1956, 101, 103.
- (57) R.B.DAY, Phys.Rev., 1956, 102, 767.
- (58) R.H.DAVIS, A.S.DIVATIA, D.A.LIND et R.D.MOFFAT, Phys.Rev., 1956, 103, 1801.
- (59) W.F.MILLER et W.J.SNOW, Rev.sci.Instr., 1960, 31, 39.
- (60) E.H.DAGGETT et G.R.GROVE, Phys.Rev., 1954, 95, 627 et 1955, 100, 1.
- (61) E.A.ELLIOTT, D.HICKS, L.E.BEGHIAN et H.HALBAN, Phys.Rev., 1954, 94, 144.
- (62) F.I.BOLEY, E.H.THORNDIKE et A.T.MOFFET, Phys.Rev., 1958, 110, 915.
- (63) M.A.ROTHMAN et C.E.MANDEVILLE, Phys.Rev., 1954, 93, 796.
- (64) J.L.FOWLER et J.E.BROLLEY, Rev.mod.Phys., 1956, 28, 103.
- (65) B.D.KERN, J.SHELTON et W.H.SNEDEGAR, Bull.Am.Phys.Soc., 1958, 3, 268.
- (66) D.THOMSON, L.CRANBERG et J.S.LEVIN, Bull.Am.Phys.Soc., 1958, 3, 365.
- (67) J.D.ANDERSON, C.C.GARDNER, J.W.McCLURE, M.P.NAKADA et C.WONG, Phys.Rev., 1958, 111, 572.
- (68) R.L.CLARKE et W.G.CROSS, Bull.Am.Phys.Soc., 1960, 5, 245.
- (69) J.B.MARION et L.CRANBERG, Phys.Rev., 1959, 114, 158.
- (70) R.GARBER et E.F.SHRADER, Bull.Am.Phys.Soc., 1961, 6, 61.
- (71) SHIPLEY, Phys.Rev., 1959, 115, 122.
- (72) H.R.BRUGGER, T.NIEWODNICZANSKI et M.P.STEIGER, Helv.Phys.Acta, 1960, 33, 576.
- (73) K.TSUKADA, S.TANAKA et M.MARUYAMA, J.Phys.Soc.Japan, 1961, 16, 166.

Légendes des figures

- Fig.1 Géométrie pour les mesures de distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement.
- Fig.2 Cible tournante.
- Fig.3 Cible gazeuse de deutérium.
- Fig.4 Spectre dans un plastique des impulsions dues: a) à des neutrons de 3 MeV; b) à une source de ^{22}Na (gamma de 0,51 MeV et de 1,27 MeV).
- Fig.5 Hauteur relative des impulsions d'un plastique en fonction de l'énergie
a) pour les neutrons ($\bullet$ neutrons obtenus par $T(p,n)$)
($+$ neutrons obtenus par $D(d,n)$)
b) pour les rayonnements gamma.
- Fig.6 Circuit de coïncidences rapides type Graham-Bell
- Fig.7 Efficacité relative du plastique pour les neutrons inélastiques dans le cas du fer (bande = 150 à 750 keV).
- Fig.8 Schéma des niveaux de $^{56}_{26}\text{Fe}$
- Fig.9 Spectres à différentes énergies de neutrons des impulsions gamma obtenues avec un diffuseur de fer (courbes en trait plein) et un diffuseur de carbone (courbe en trait pointillé).
a) $E_n = 1,66$ MeV spectres directs
b) $E_n = 1,66$ MeV spectres en coïncidence (bande neutrons 0,15 MeV à 0,75 MeV).
c) $E_n = 3,2$ MeV spectre en coïncidence (bande neutrons 1,05 MeV à 2,4 MeV).
- Fig.10 Distributions angulaires des neutrons diffusés inélastiquement par le fer ($Q = -0,845$ MeV), à $E_n = 1,66$ MeV, 3,2 MeV et 4,1 MeV.

Fig.11 Courbe d'excitation du σ de 0,845 MeV du fer.

Fig.12 Distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement a) par ^{56}Fe $Q = -0,845 \text{ MeV}$ $E_n = 3 \text{ MeV}$
b) par ^{206}Pb $Q = -0,803 \text{ MeV}$ $E_n = 3 \text{ MeV}$
(Résultats de Cranberg⁽⁵⁰⁾)

Fig.13 Schéma des niveaux de $^{127}_{53}\text{I}$

Fig.14 Spectre des photons obtenu en bombardant un cristal de NaI par des neutrons de 1,15 MeV :
a) et b) spectres directs
c) spectre en coïncidence (bande neutrons = 0,7 MeV à 1,1 MeV)

Fig.15 Distributions angulaires des neutrons diffusés inélastiquement par ^{127}I ($Q = -60 \text{ keV}$) à $E_n = 1,15 \text{ MeV}$ et à $E_n = 3 \text{ MeV}$.

Fig.16 Etude du pic de recul du sodium en fonction de l'angle du plastique (bande neutrons = 0,35 MeV à 1,1 MeV). $E_n = 1,22 \text{ MeV}$.

Fig.17 Géométrie pour l'étude des rayonnements gamma produits par diffusion inélastique des neutrons sur le bismuth.

Fig.18 Spectre des rayonnements σ obtenu avec un cristal de 10 cm x 10 cm à $E_n = 3,02 \text{ MeV}$:
• avec un diffuseur de bismuth
+ avec un diffuseur de carbone
• sans diffuseur

Fig.19 et 19' Spectres des photons dus à la diffusion inélastique des neutrons de différentes énergies sur le bismuth obtenus avec un "gros" cristal (10 cm x 10 cm).

Fig.20 Spectre des photons dus à la diffusion inélastique des neutrons de 3,2 MeV sur le bismuth obtenu avec un "petit" cristal (3,75 cm x 3,75 cm).

Fig.21 Géométrie pour l'étude des coïncidences σ - σ lors de la diffusion inélastique des neutrons sur le bismuth.

Fig.22 Courbe d'excitation du rayonnement γ de 890 keV du bismuth.

Fig.23 a) Courbe d'équilibrage γ - γ
b) Courbe d'équilibrage n '- γ

a) et b) sont établies avec les mêmes valeurs de bande.

Fig.24 Spectre à $E_n = 3,2$ MeV des rayonnements γ en coïncidence avec les neutrons détectés dans la bande 1 MeV - 2,4 MeV :
courbe en trait plein : diffuseur de bismuth
courbe en pointillé : diffuseur de carbone.

Fig.25 Distribution angulaire des neutrons diffusés inélastiquement par $^{209}_{83}\text{Bi}$ ($Q = -0,89$ MeV) à $E_n = 3,2$ MeV.

Fig.26 Distributions angulaires des neutrons diffusés inélastiquement par ^9_4Be ($Q = -2,43$ MeV)

× $E_n = 3,5$ MeV

• $E_n = 4,1$ MeV

◦ $E_n = 5$ MeV.

(Résultats de MARION et CRANBERG⁽⁶⁹⁾)

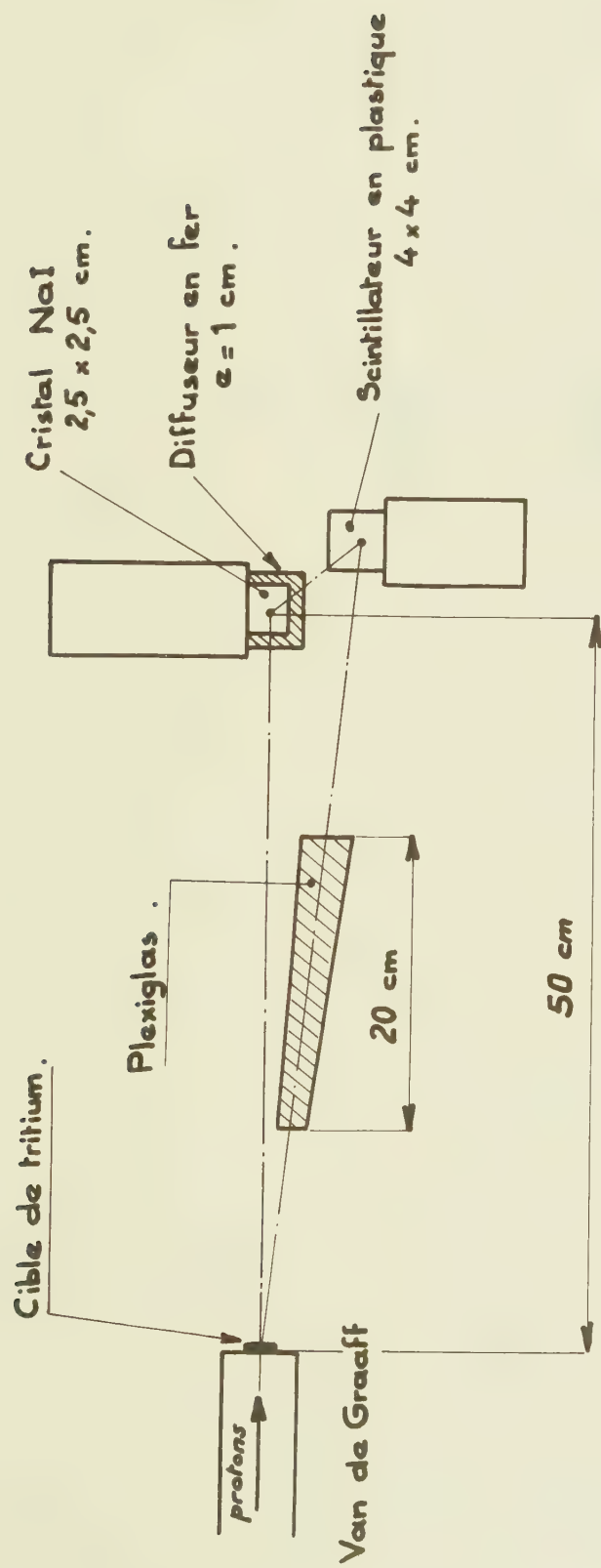


Fig. 1 -

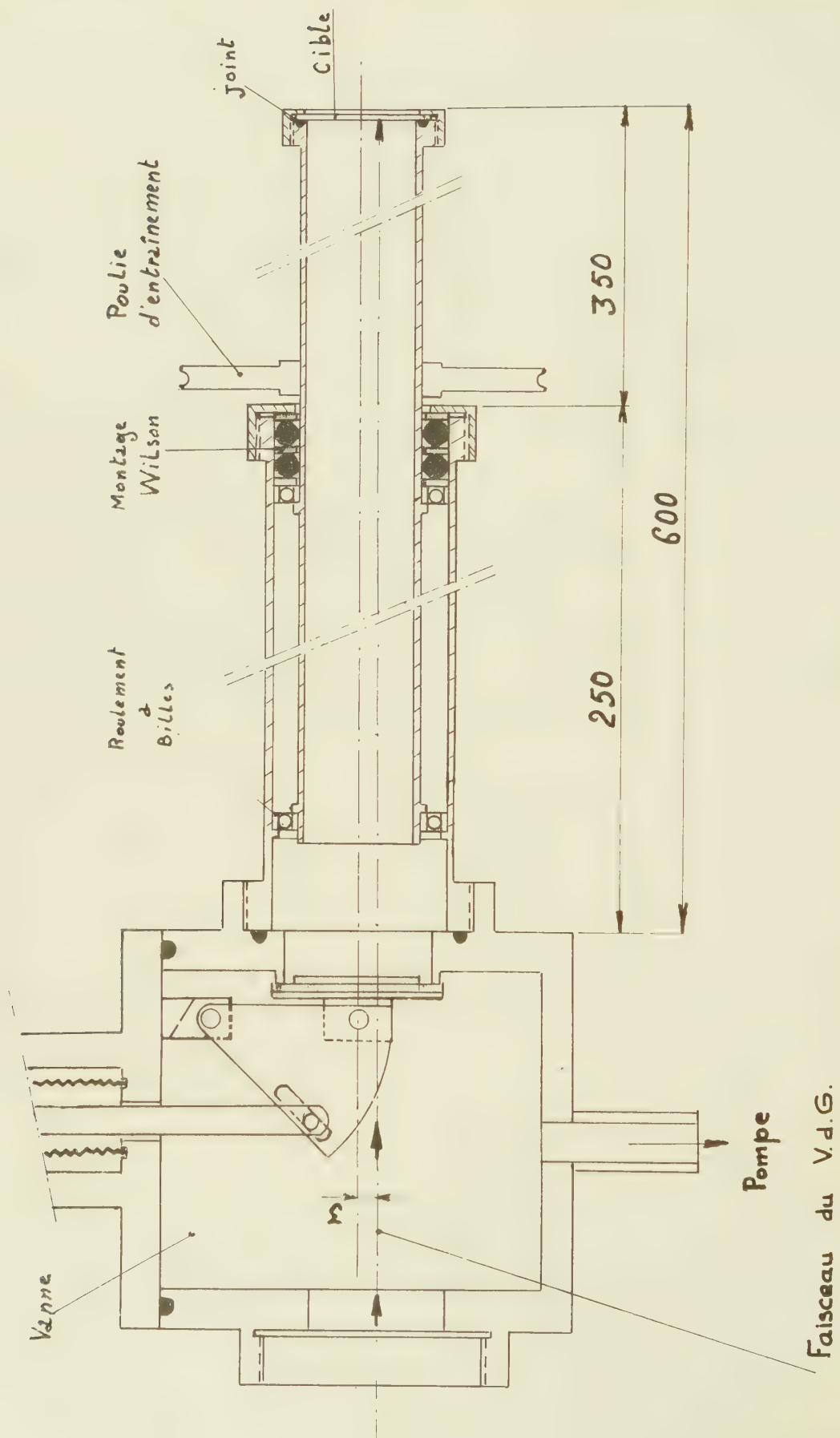


Fig. 2 -

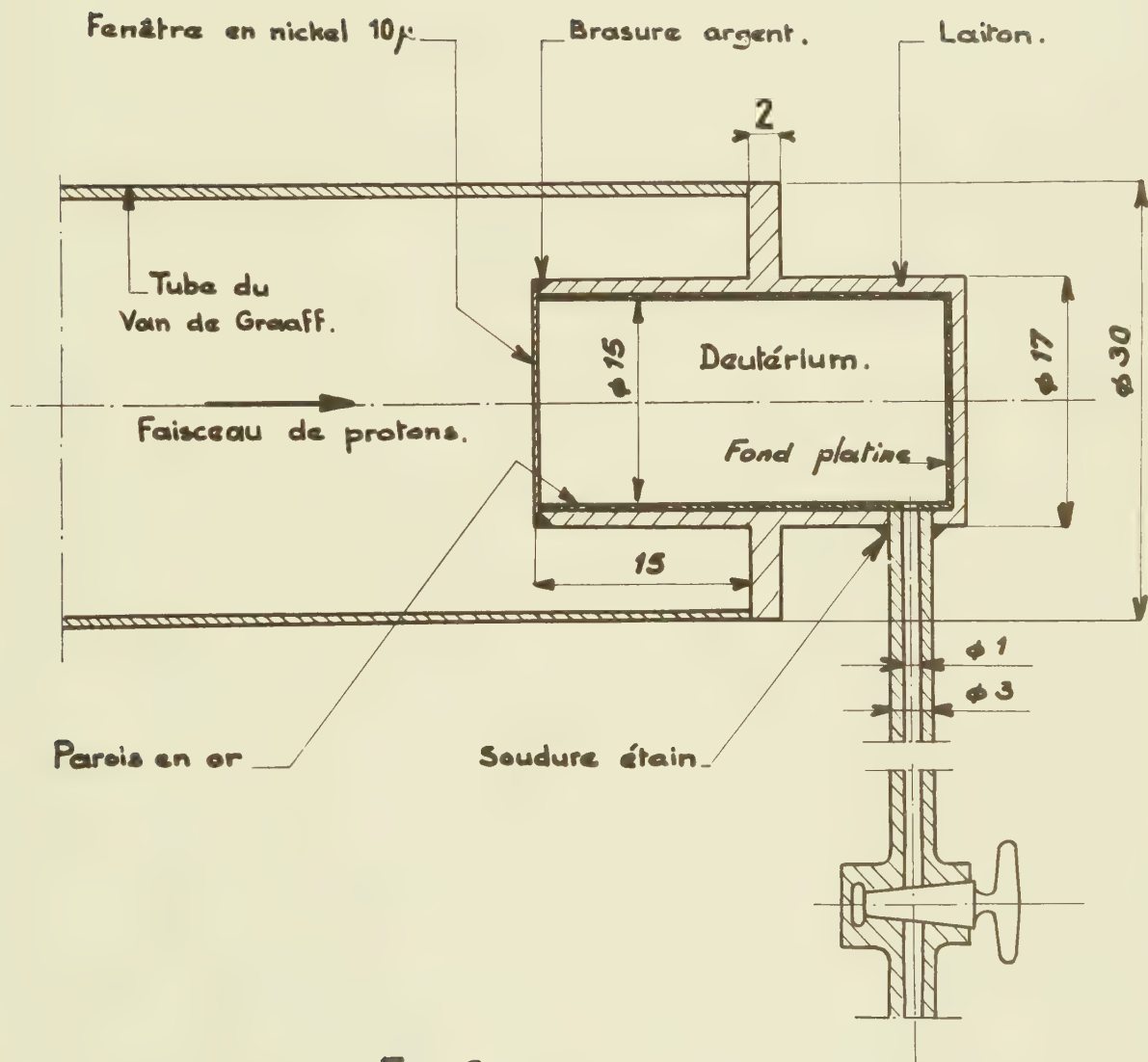


Fig. 3.

Fig. 4 -

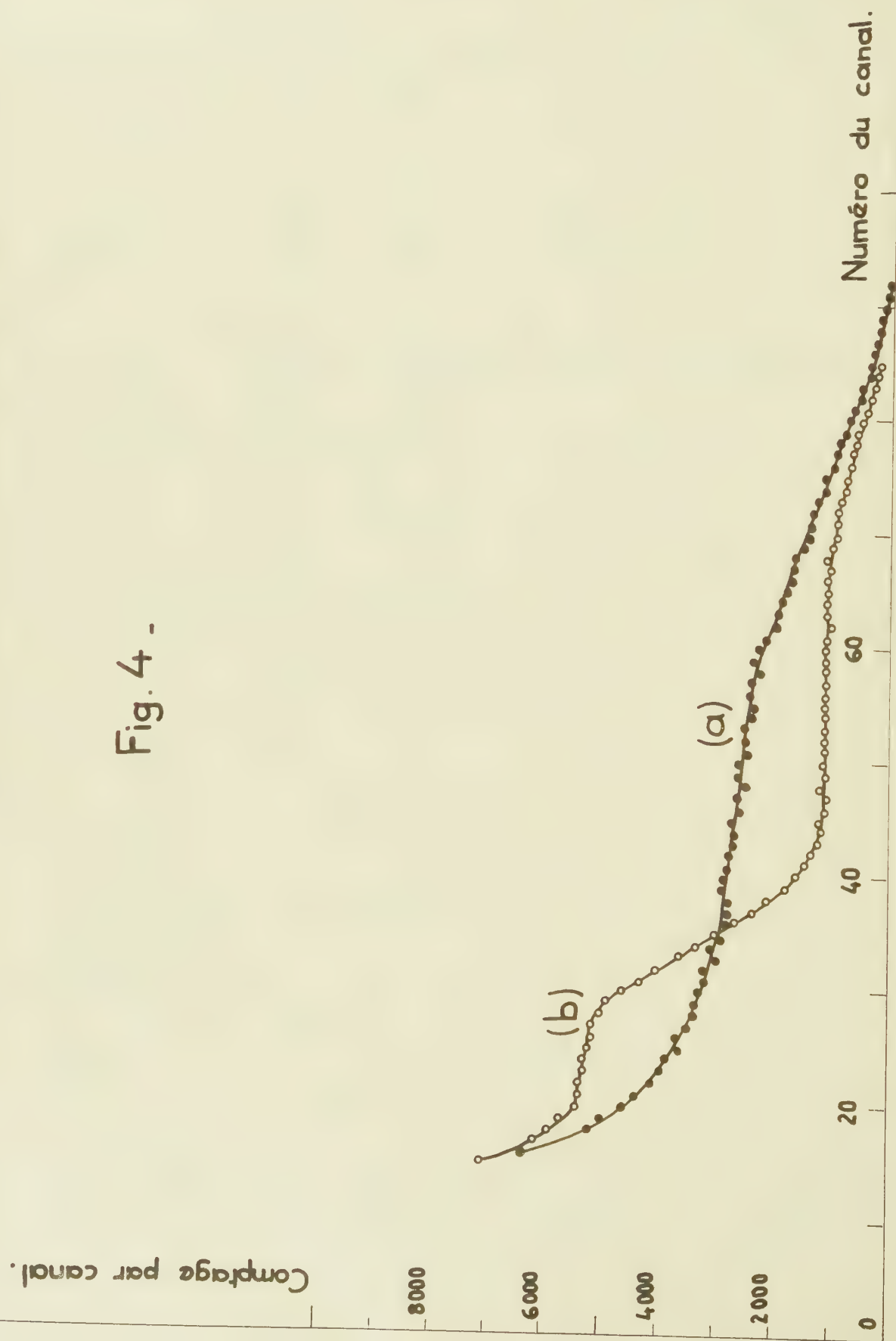




Fig. 5.

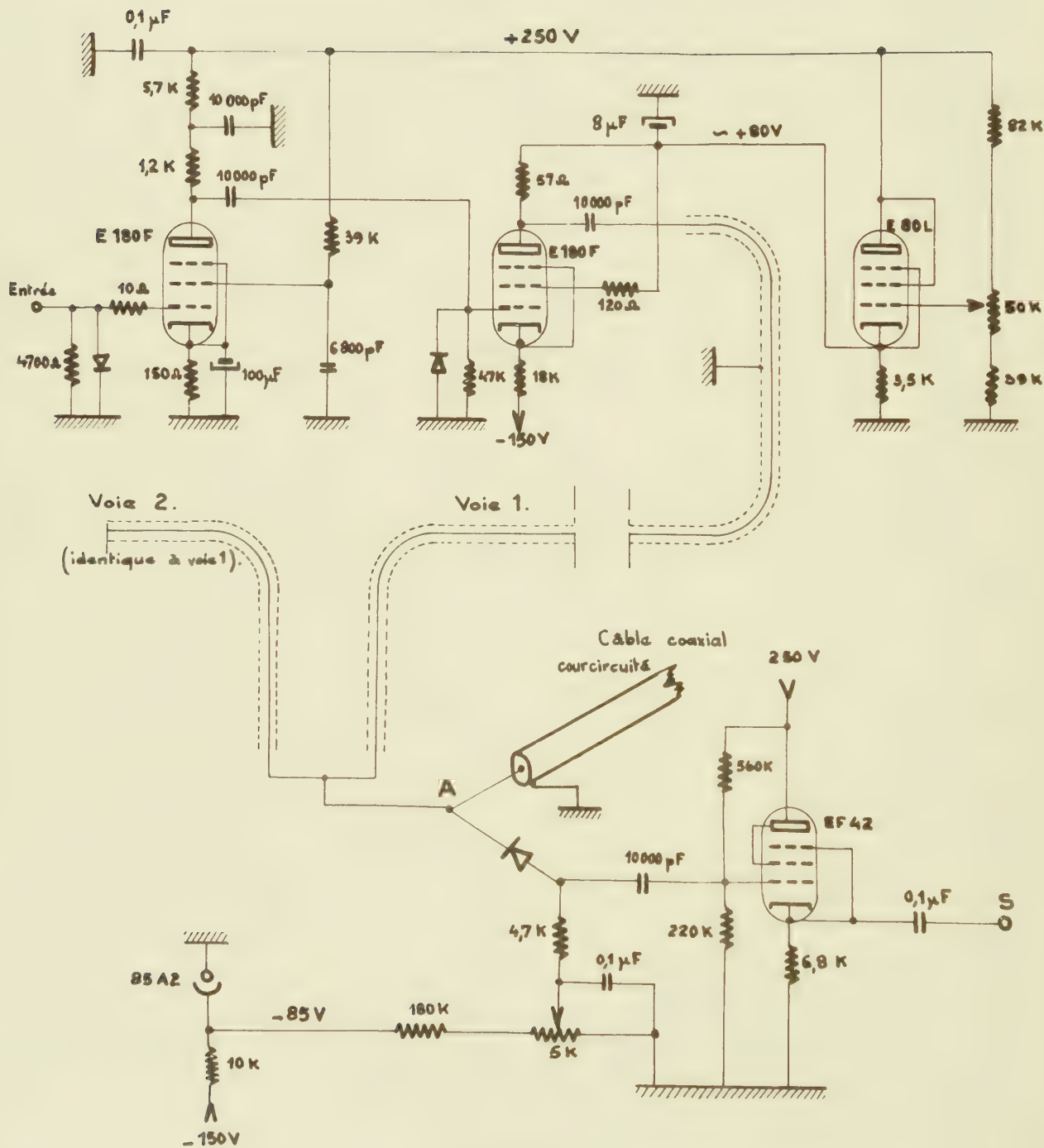
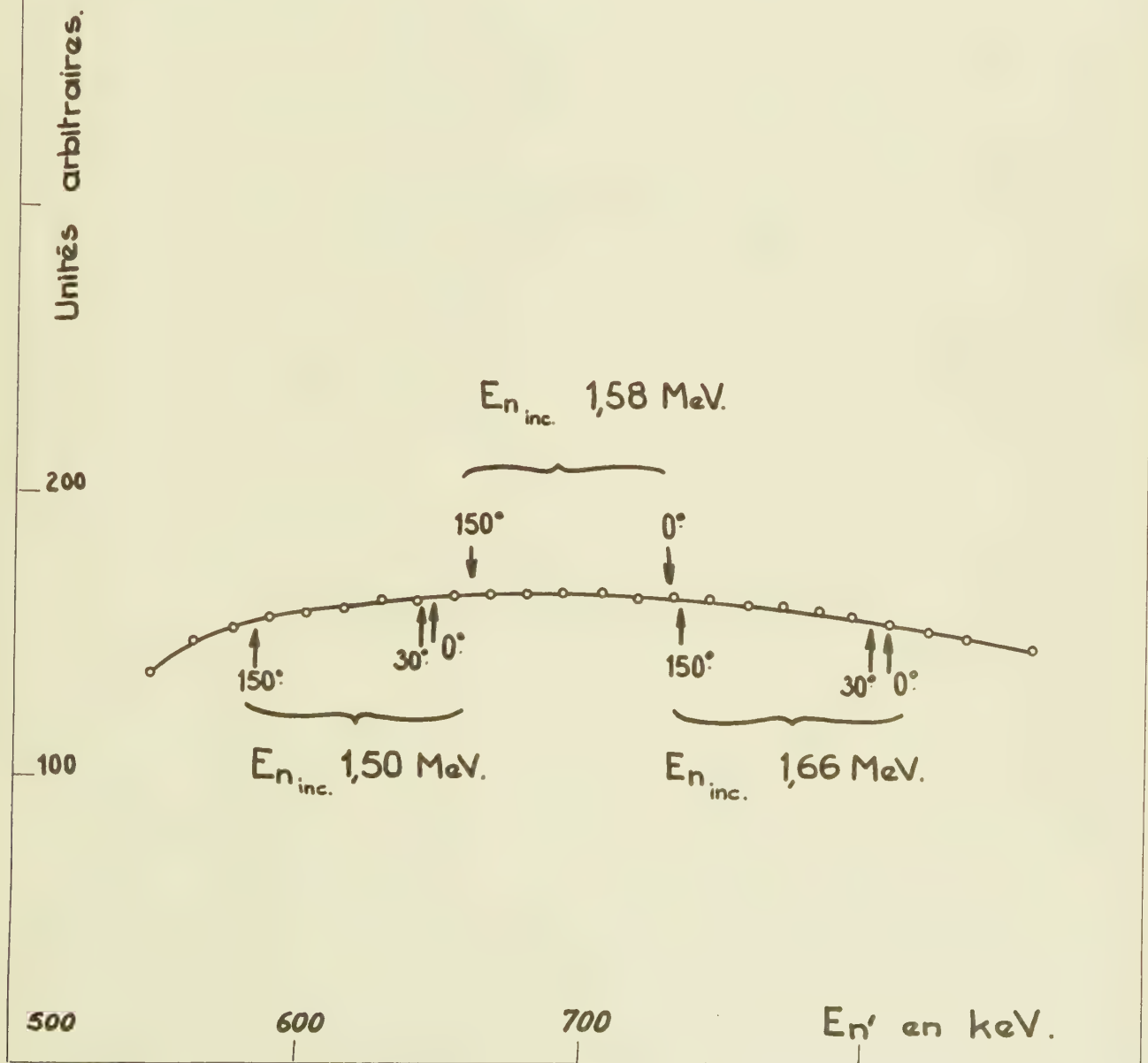


Fig. 6.

Fig. 7.



Spin	Parité	E en MeV.
		4,32
4 ⁺		4,10
3 ⁺		3,84
3 ⁺		3,45
2 ⁺		3,37
5 ⁺		3,12
2 ⁺		2,95
2 ⁺		2,66
4 ⁺		2,08
2 ⁺		0,845
0 ⁺		0

Fig. 8 _

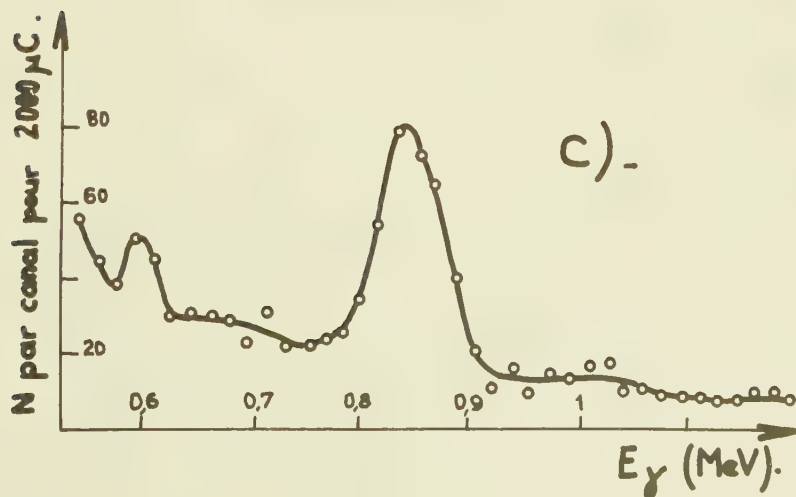
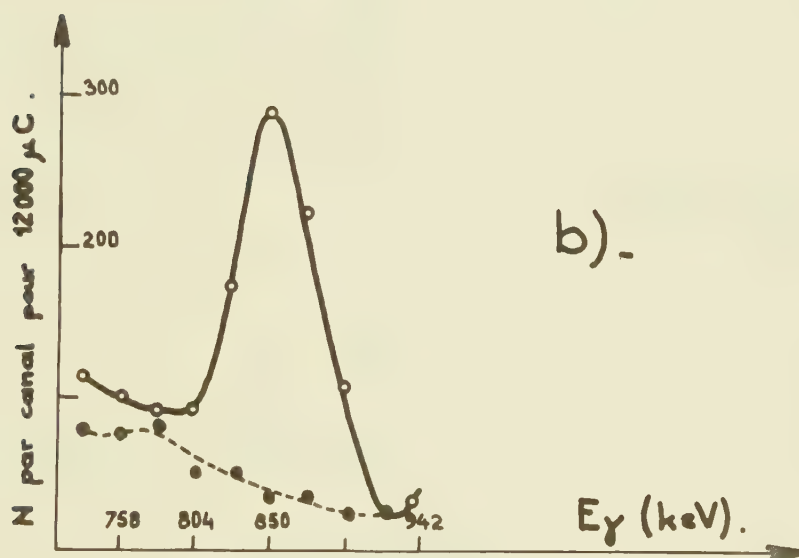
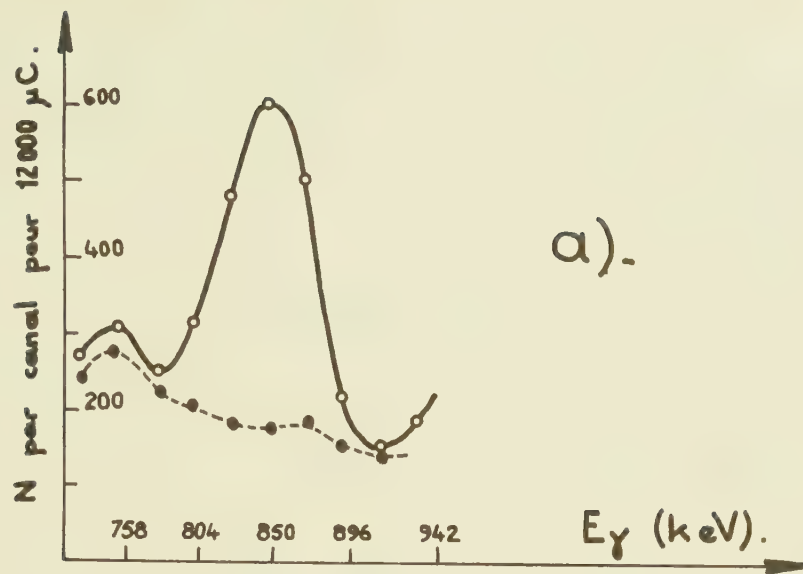


Fig. 9.

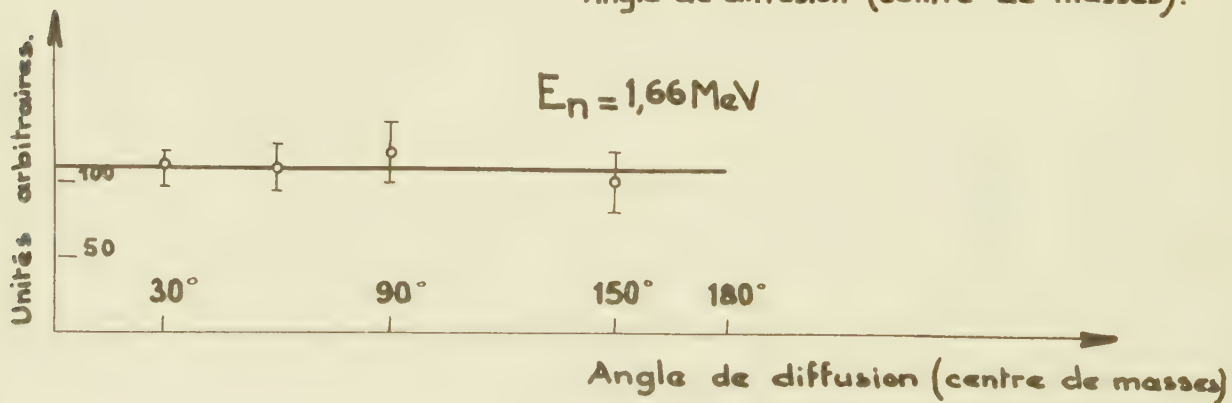
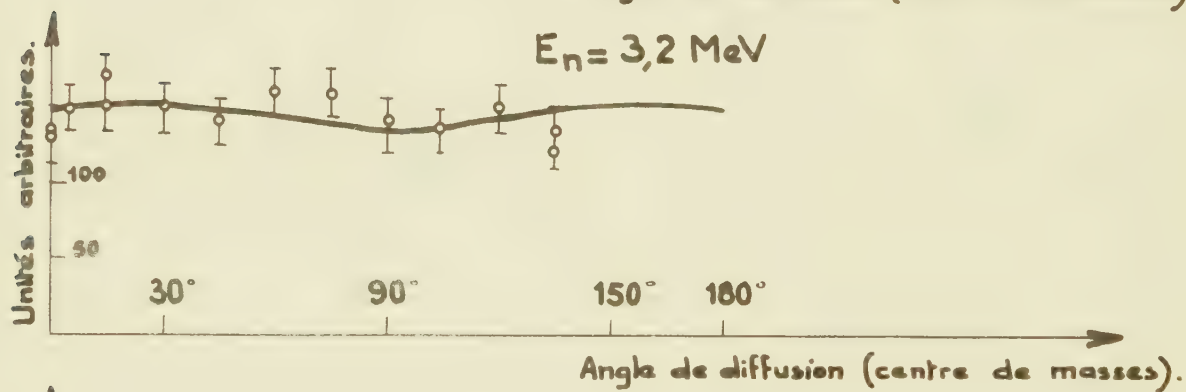
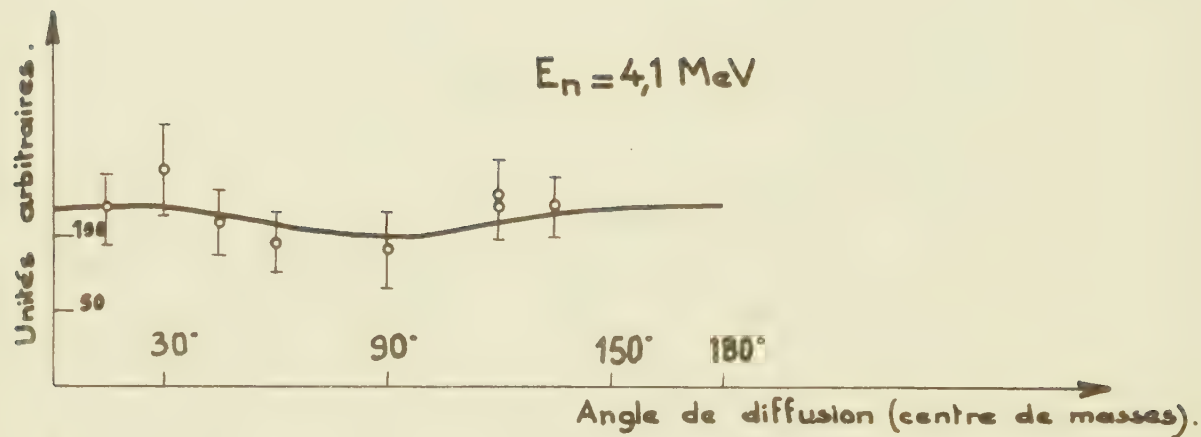


Fig. 10.

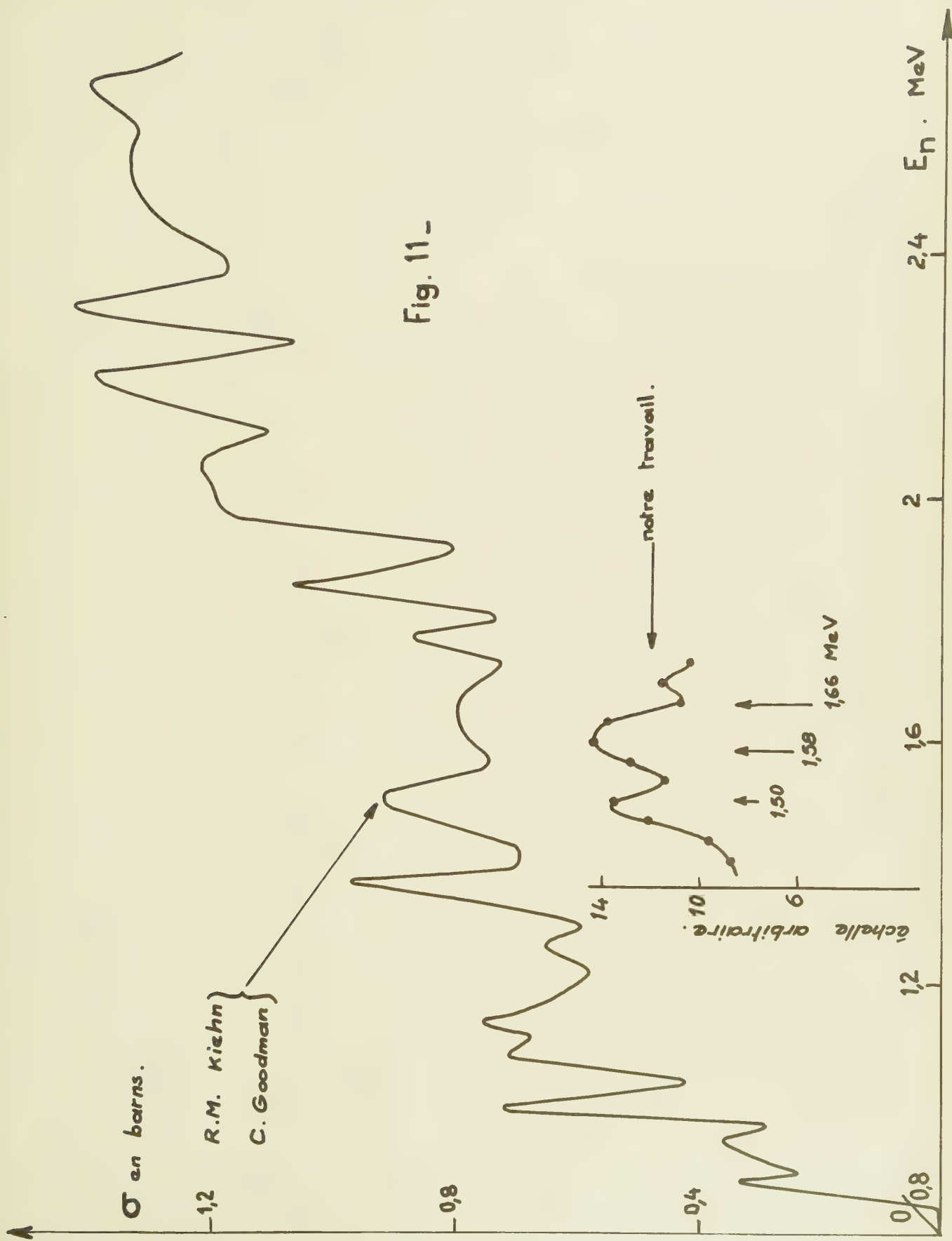


Fig. 11 -

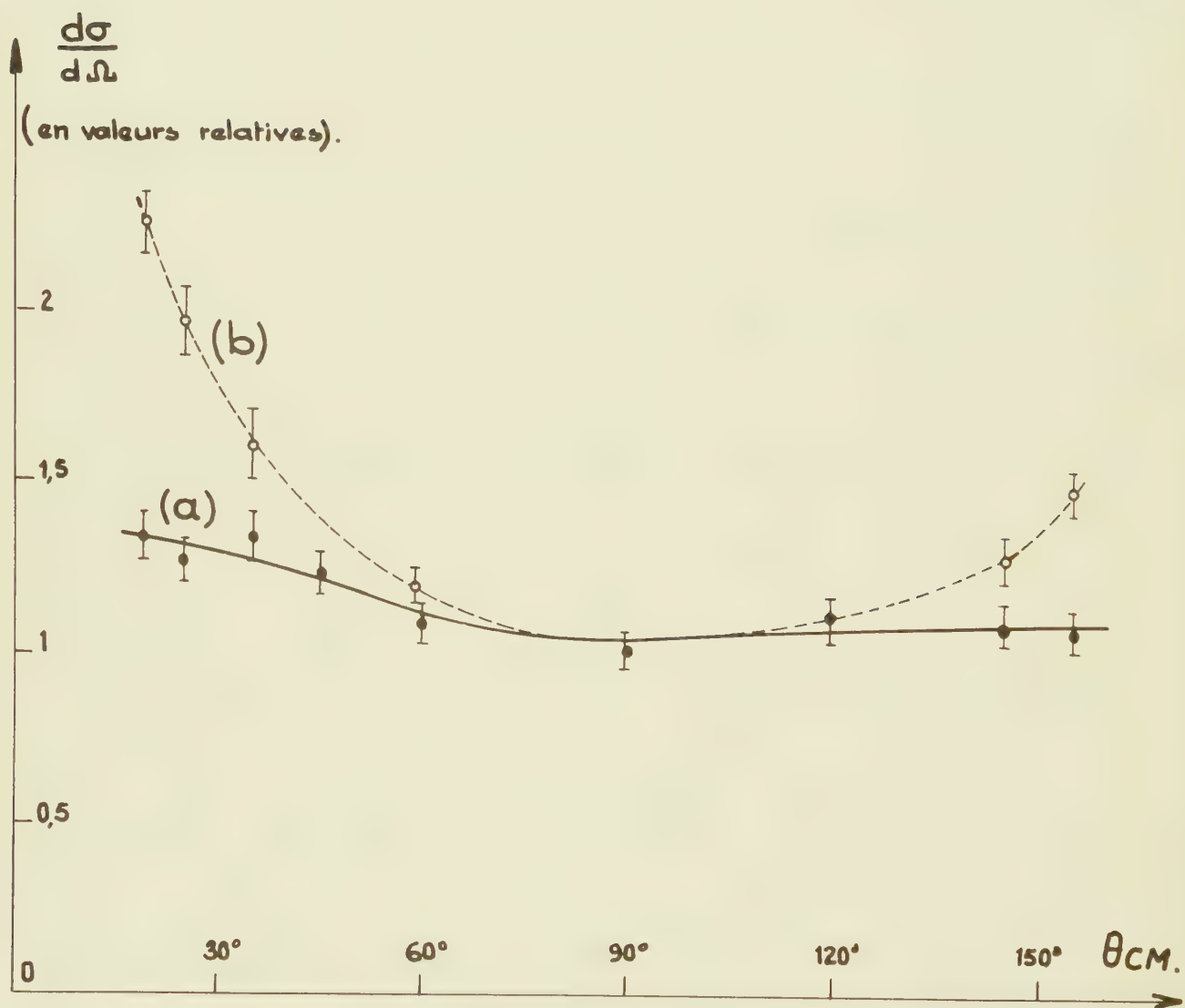


Fig. 12.

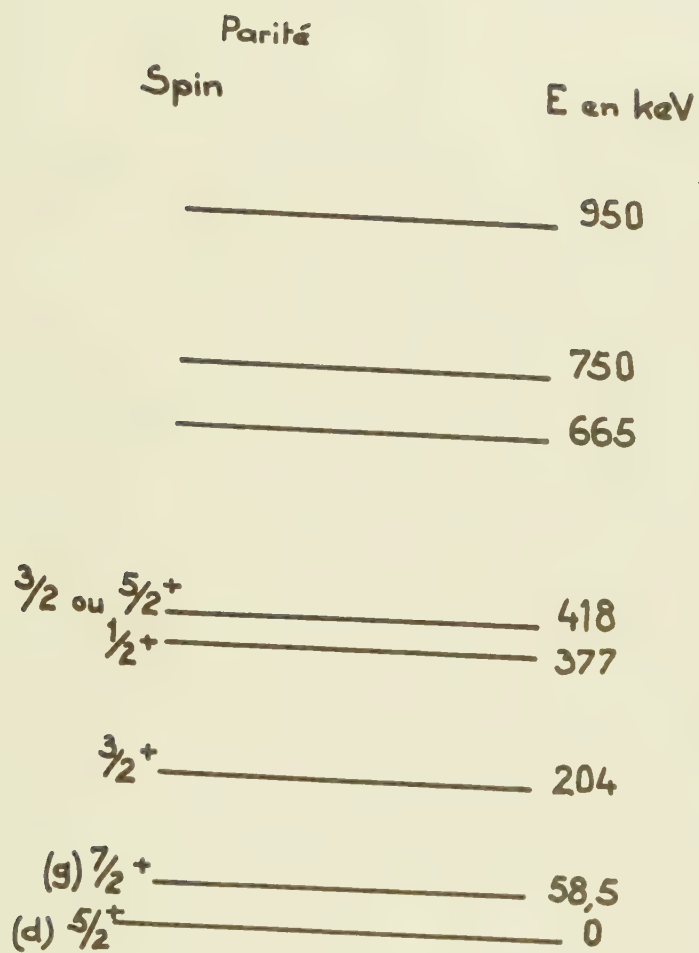
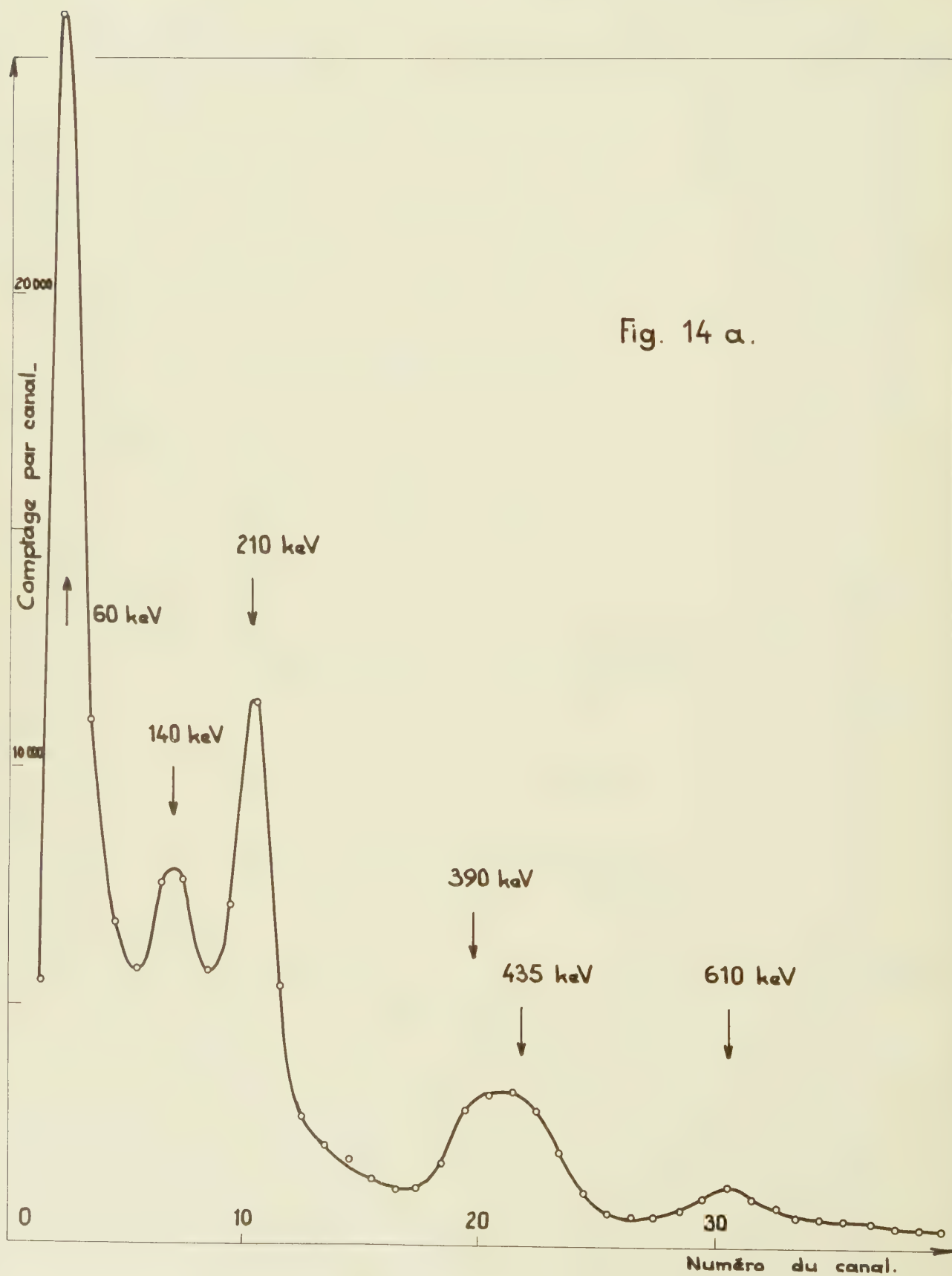


Fig. 13 .



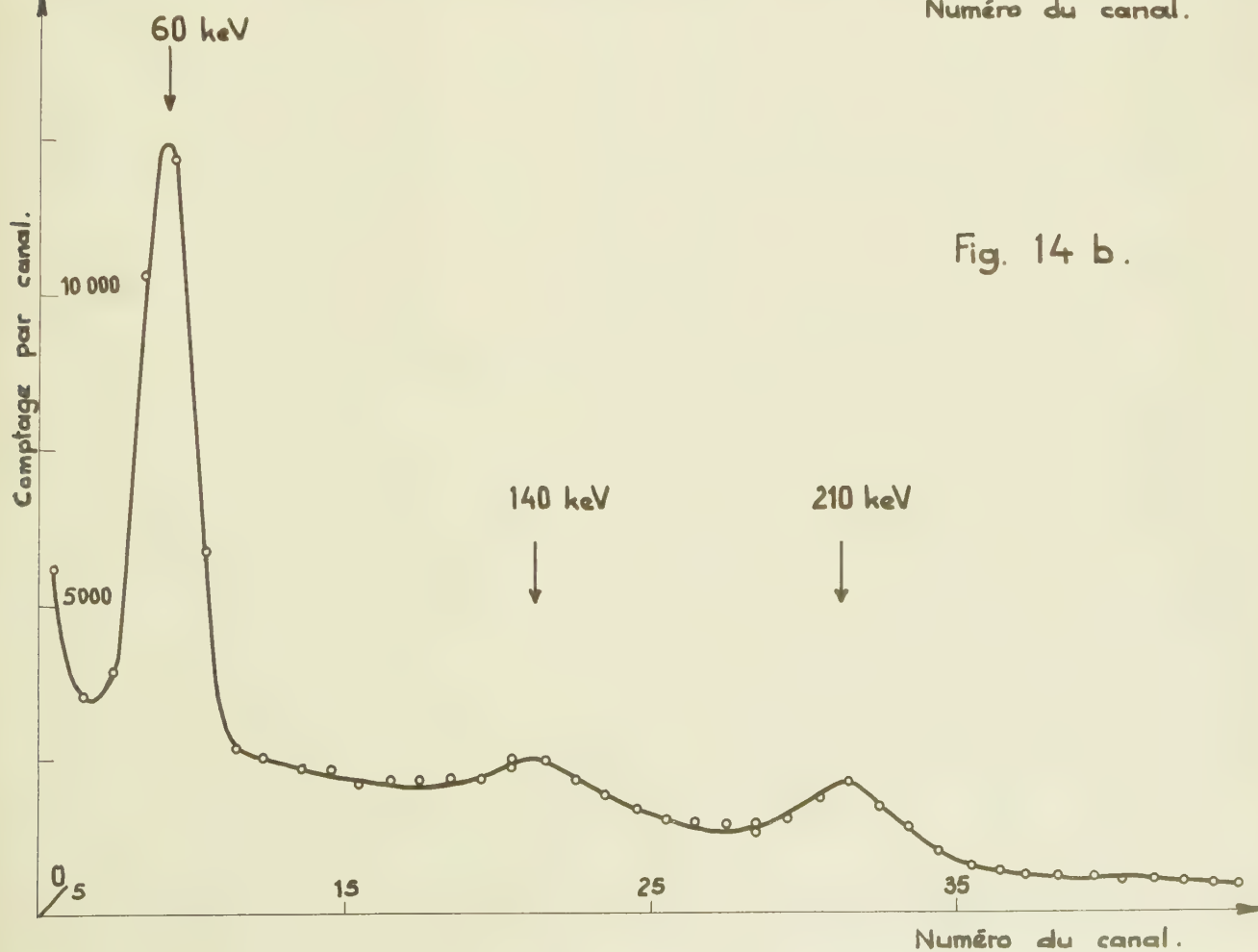
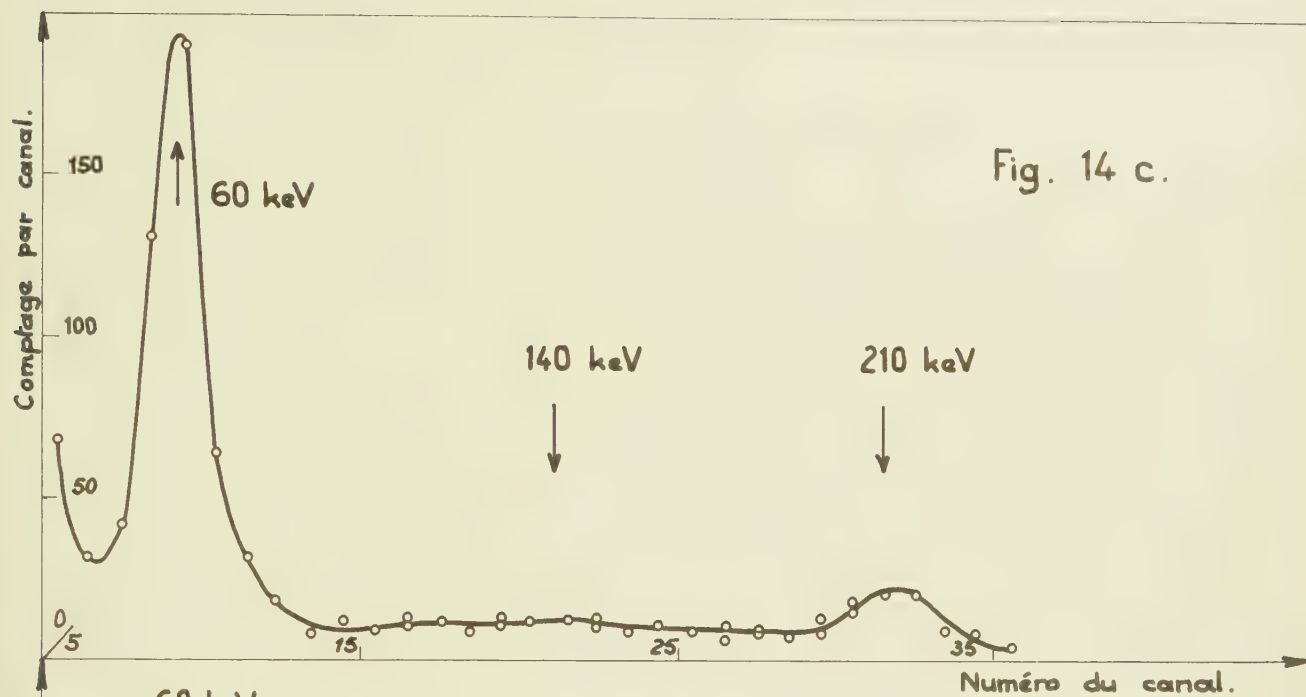
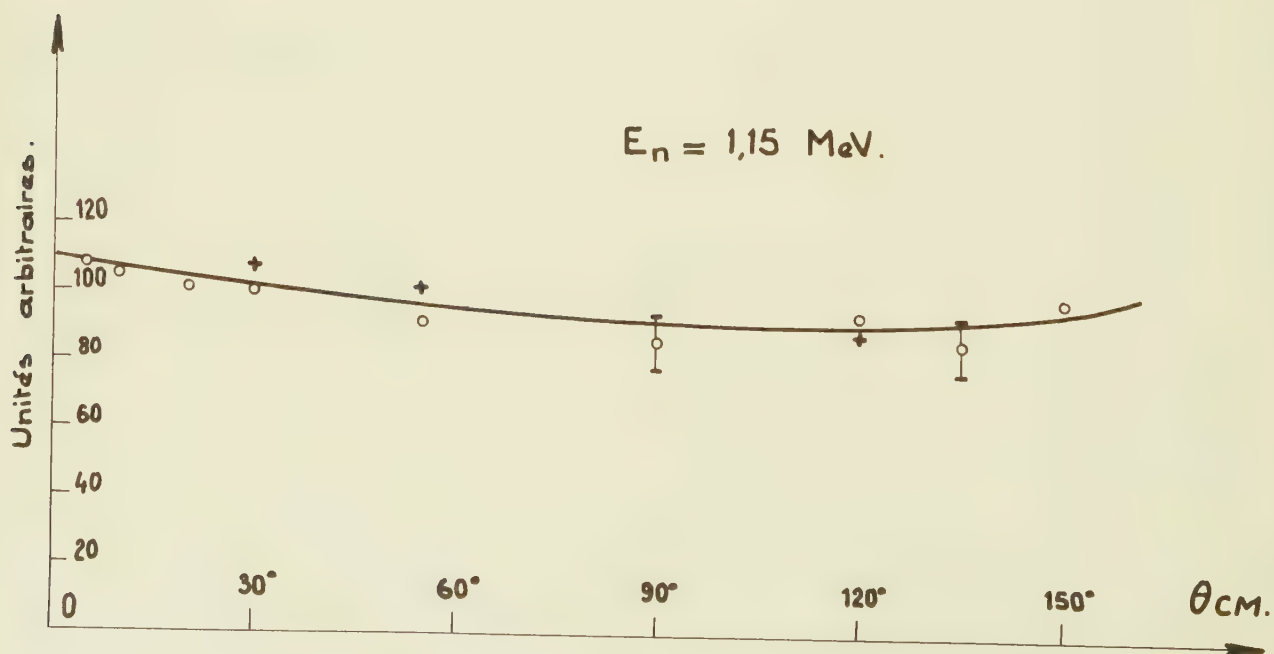
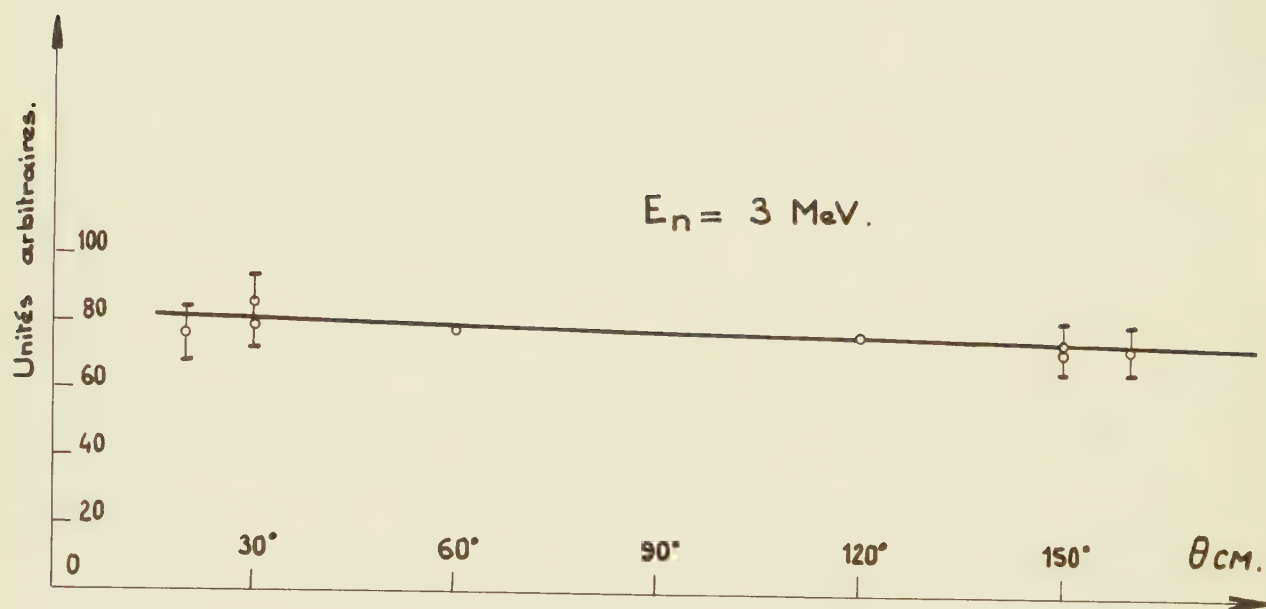


Fig. 15.



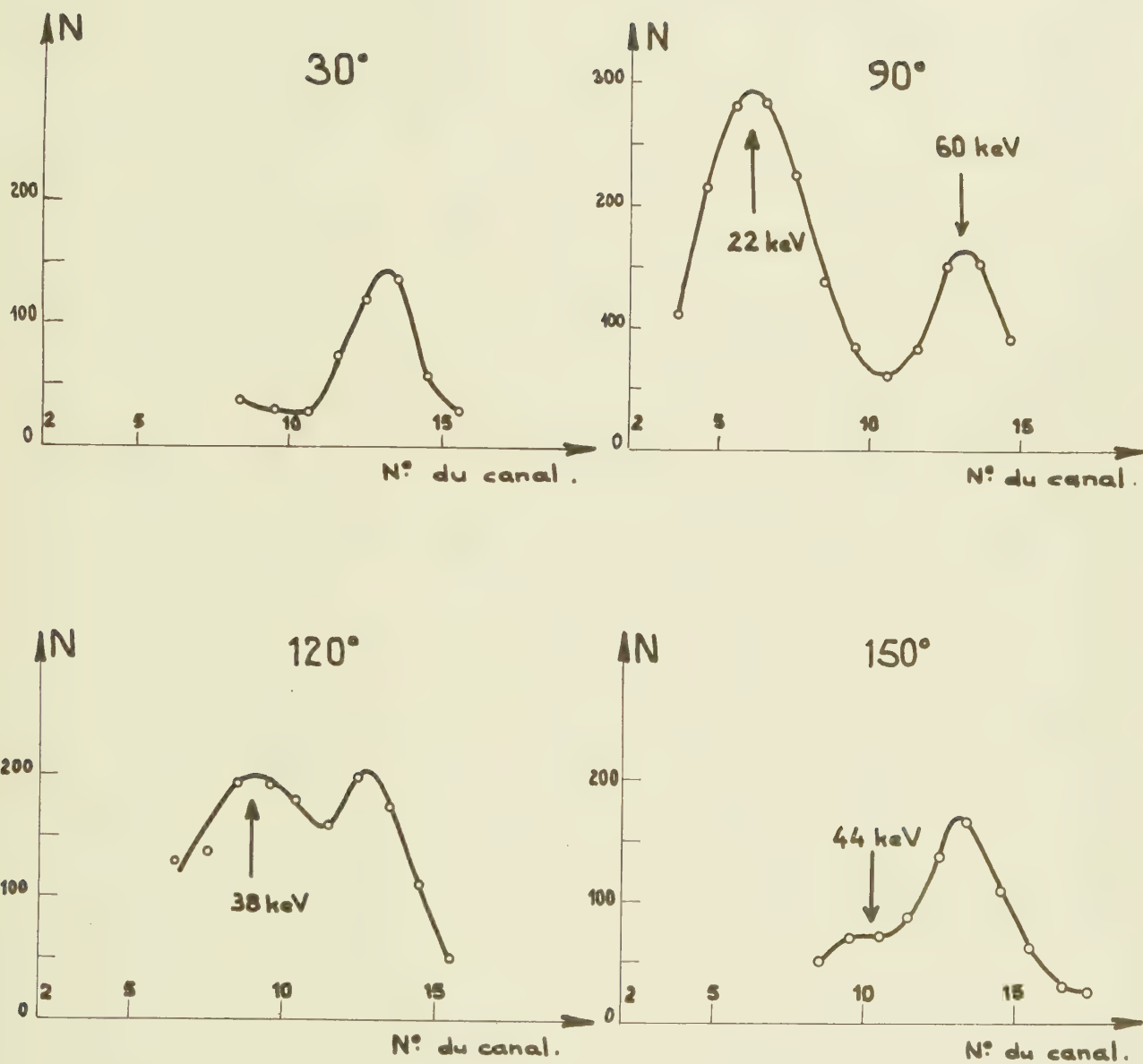


Fig. 16.

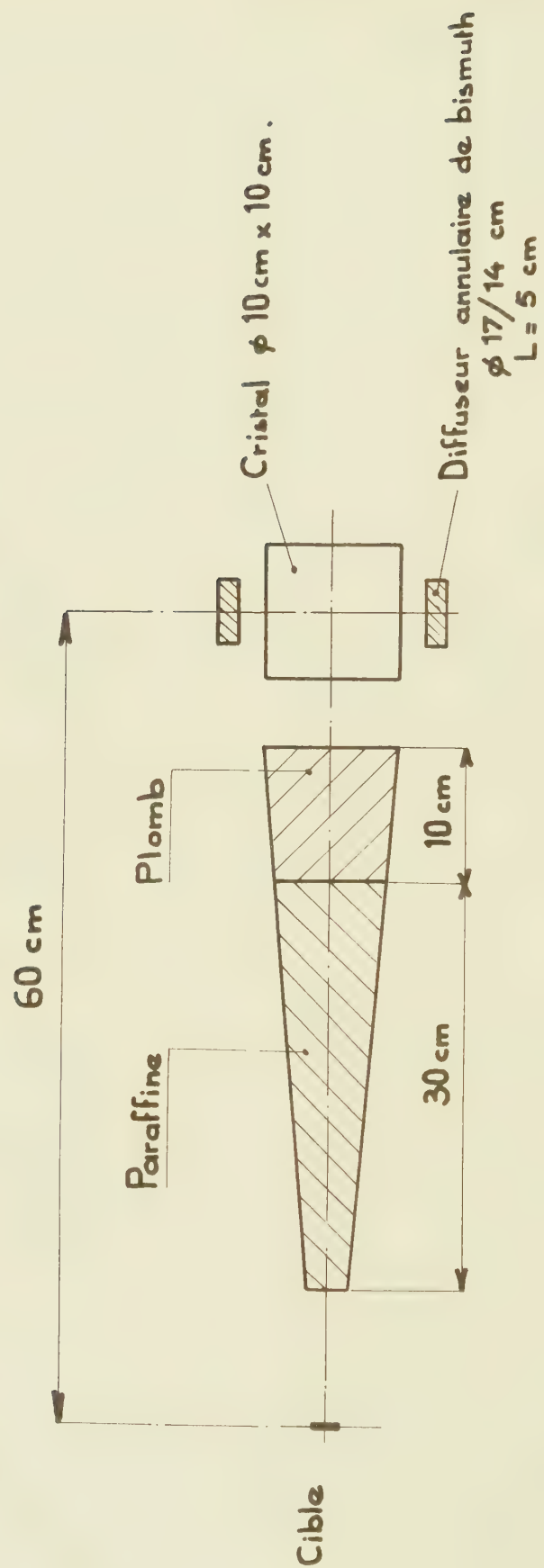


Fig. 17 -

Fig. 18.

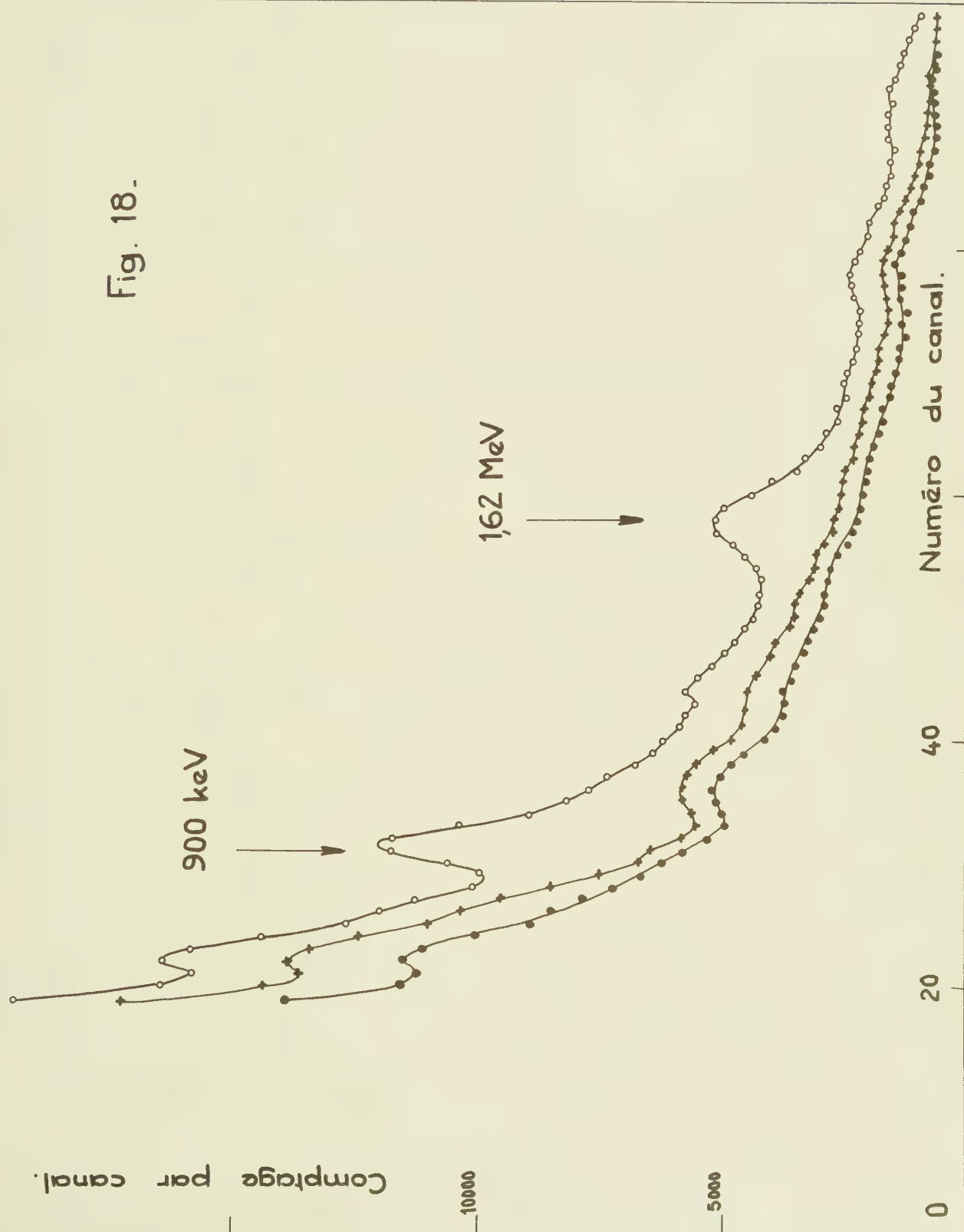


Fig. 19.

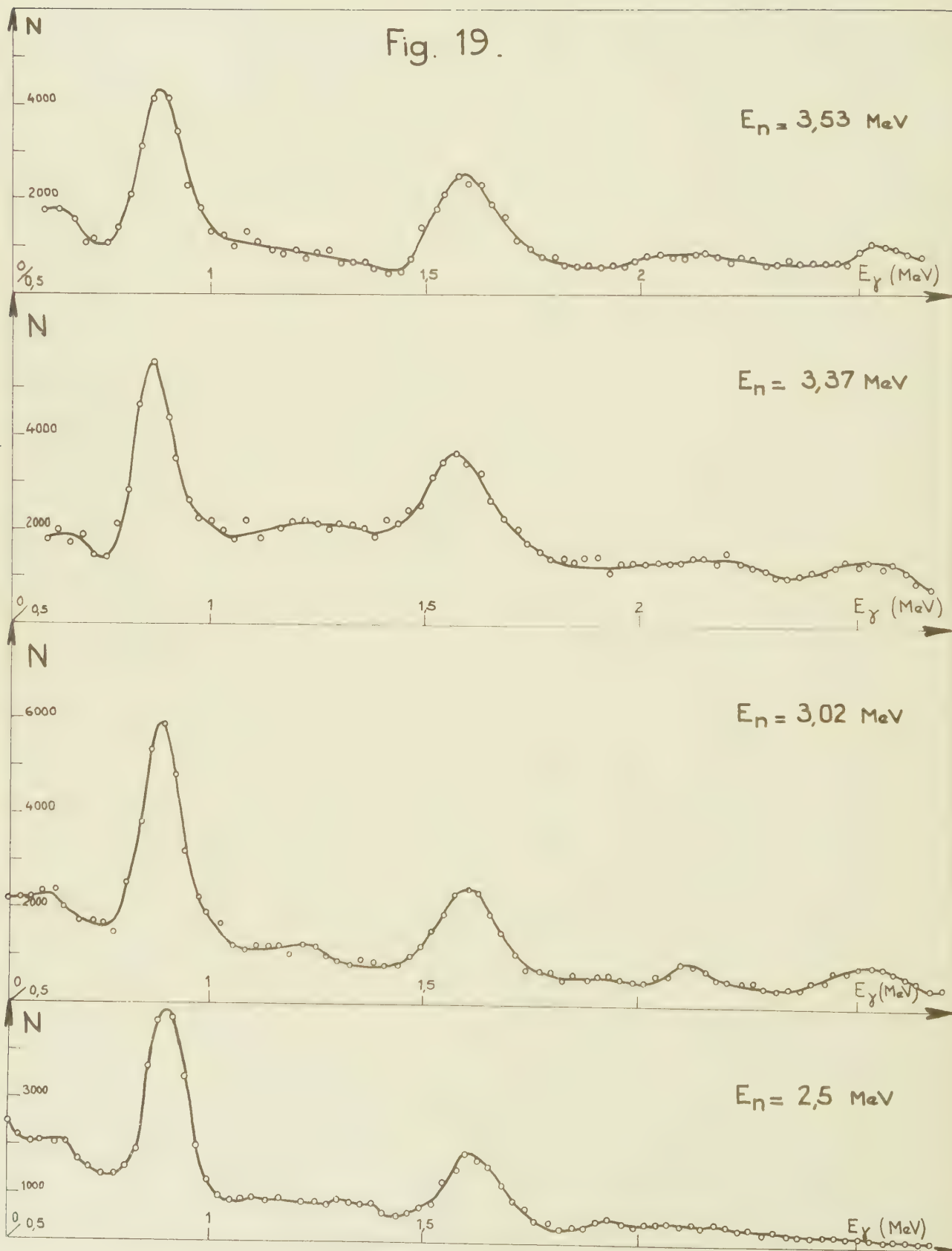
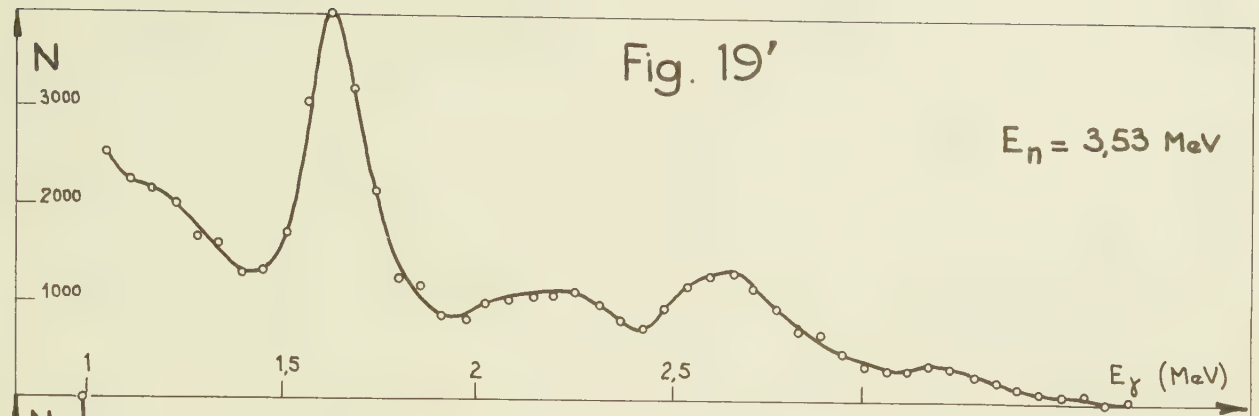
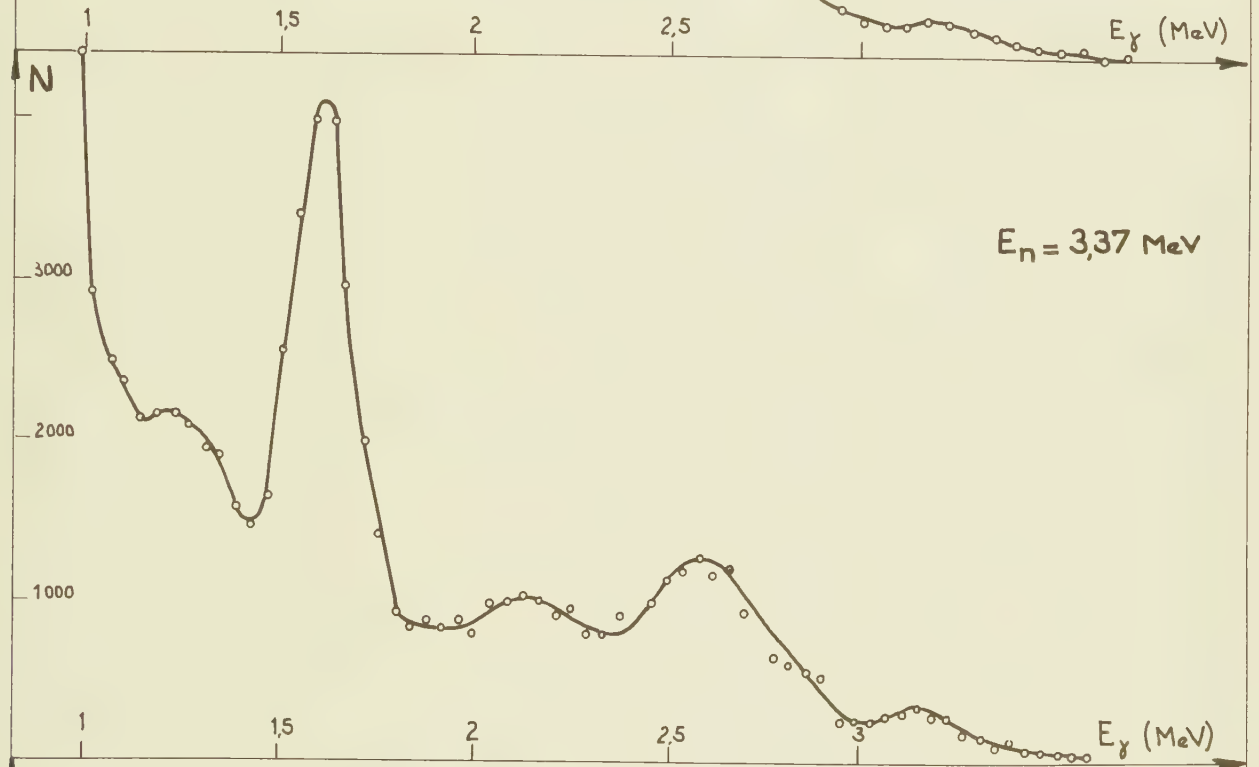


Fig. 19'

$E_n = 3,53 \text{ MeV}$



$E_n = 3,37 \text{ MeV}$



$E_n = 3,02 \text{ MeV}$

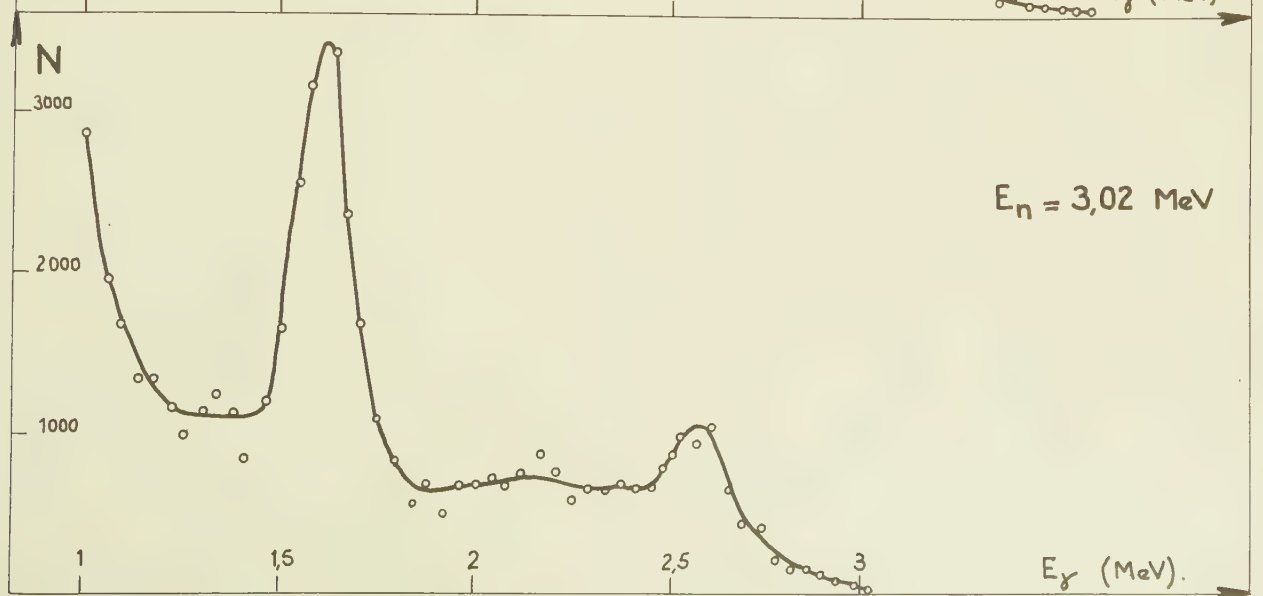
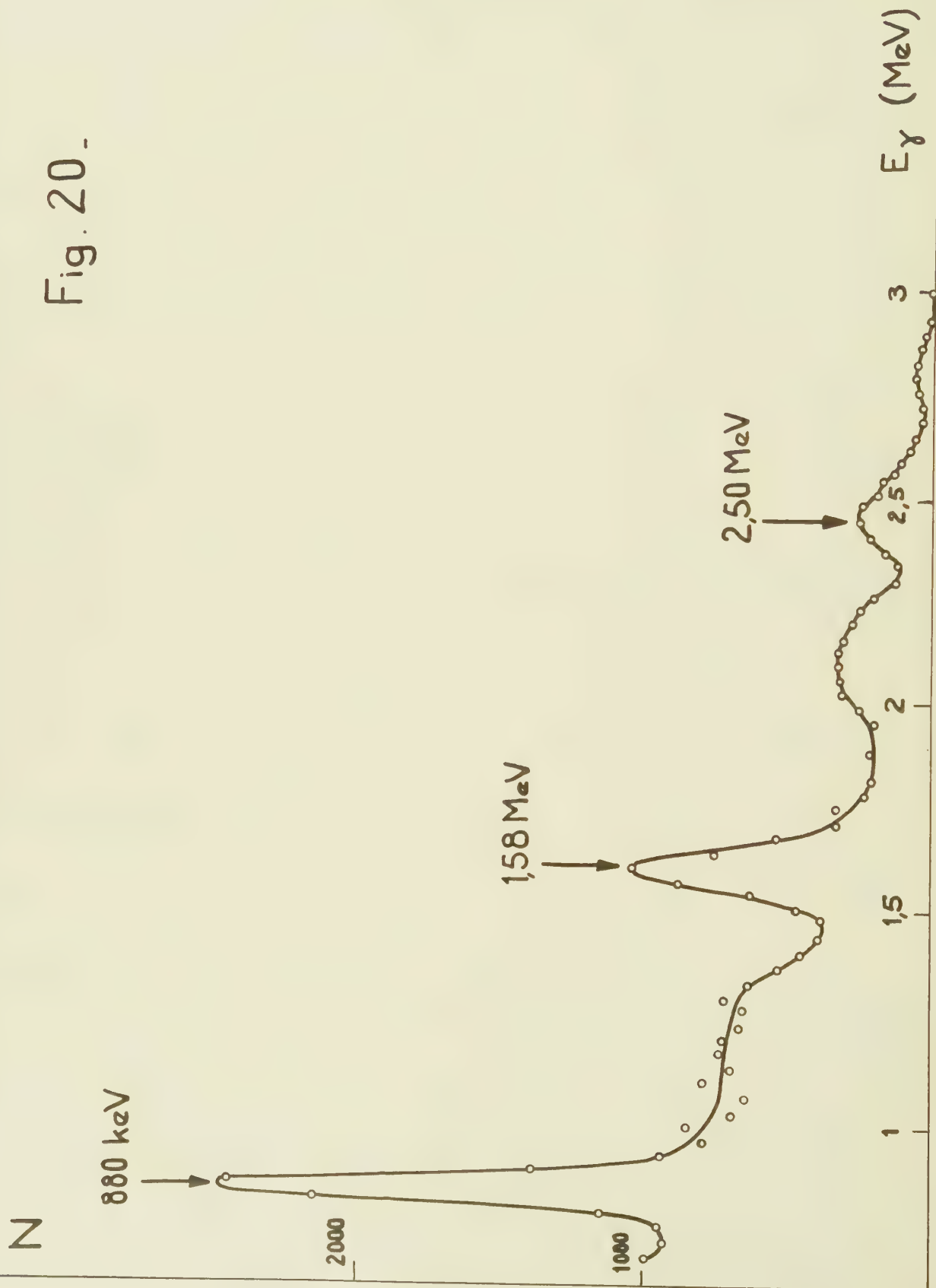


Fig. 20.



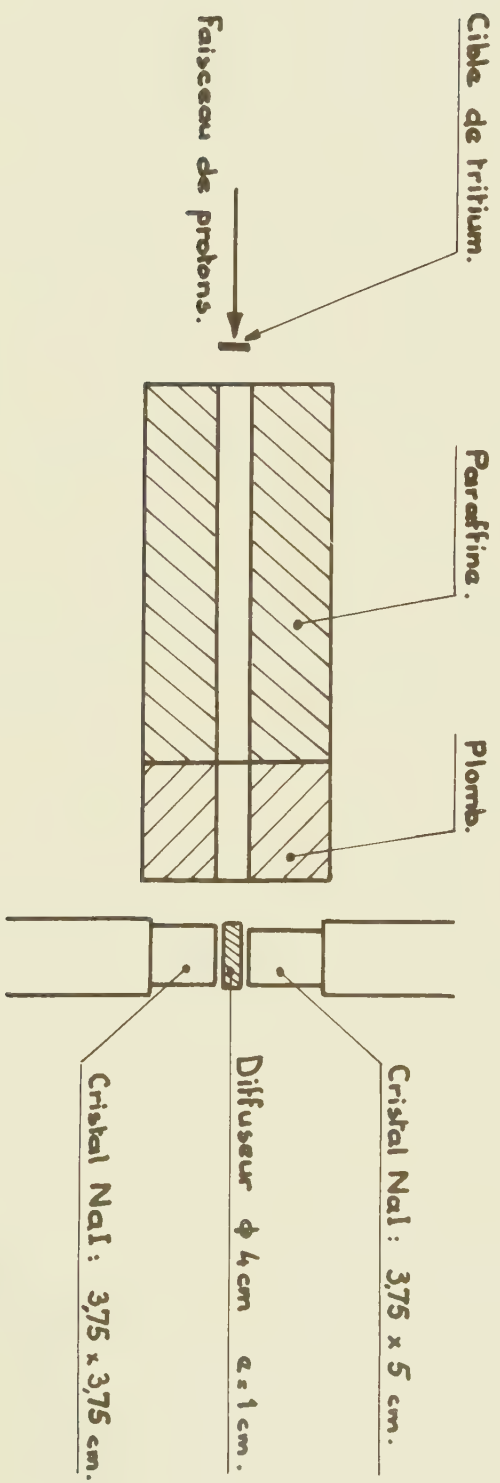
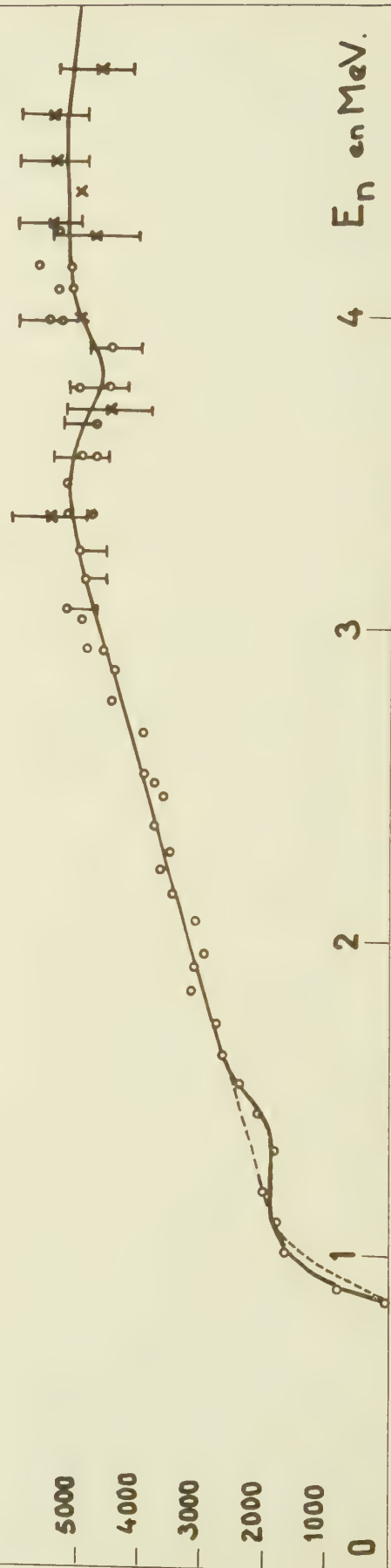


Fig. 21 -

Rendement (unités arbitraires).

Fig. 22.-



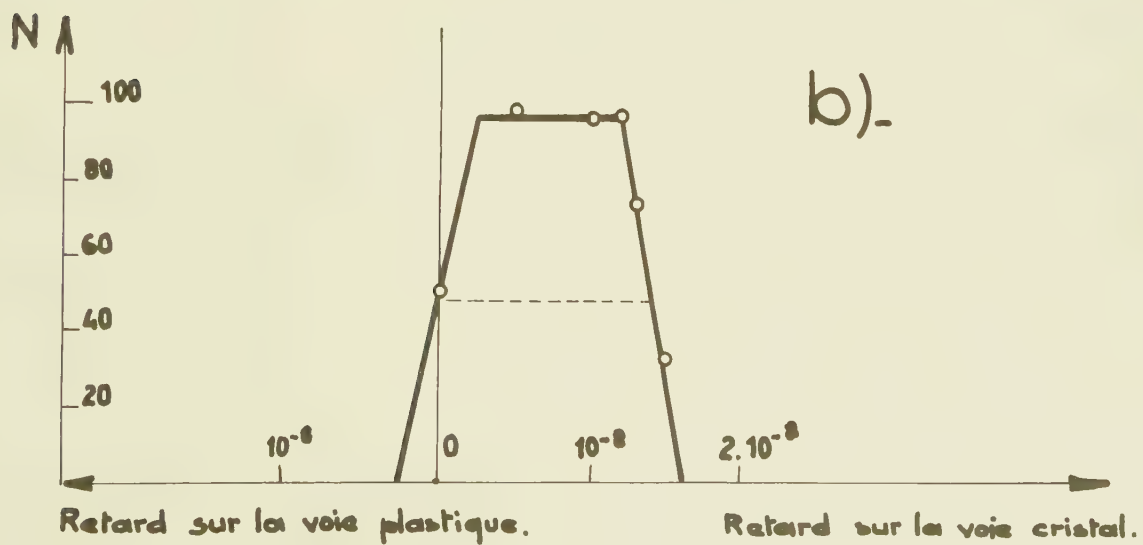
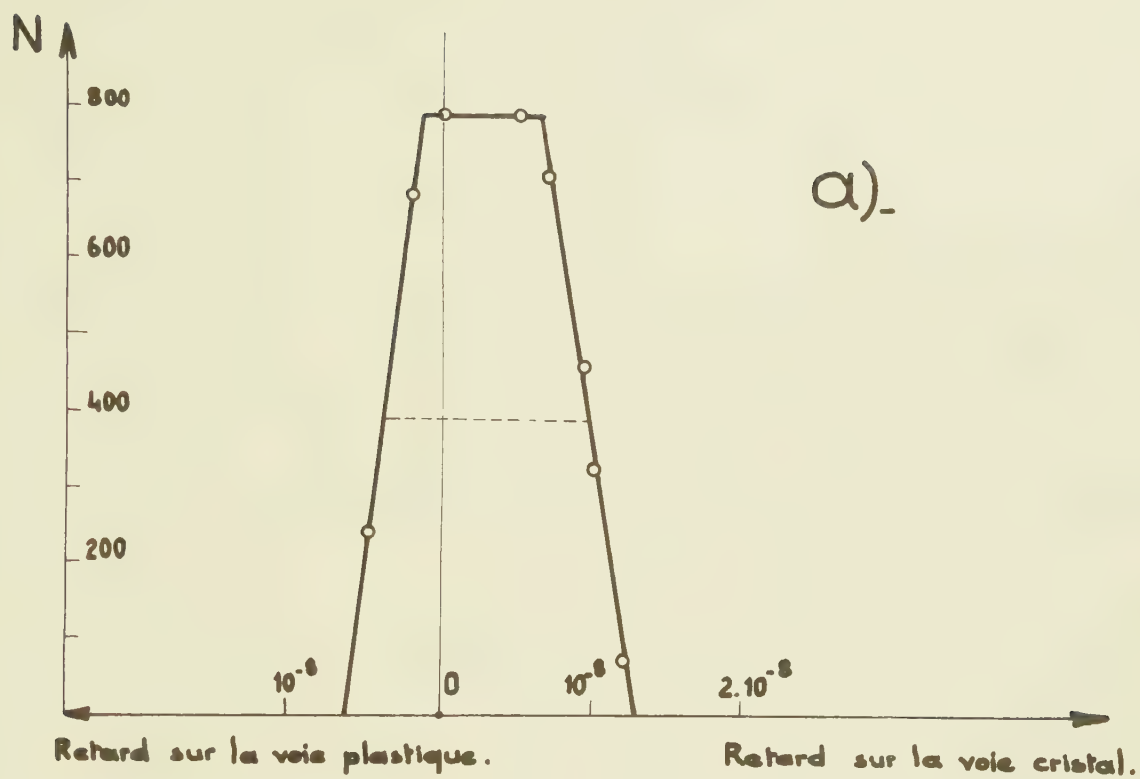


Fig. 23.

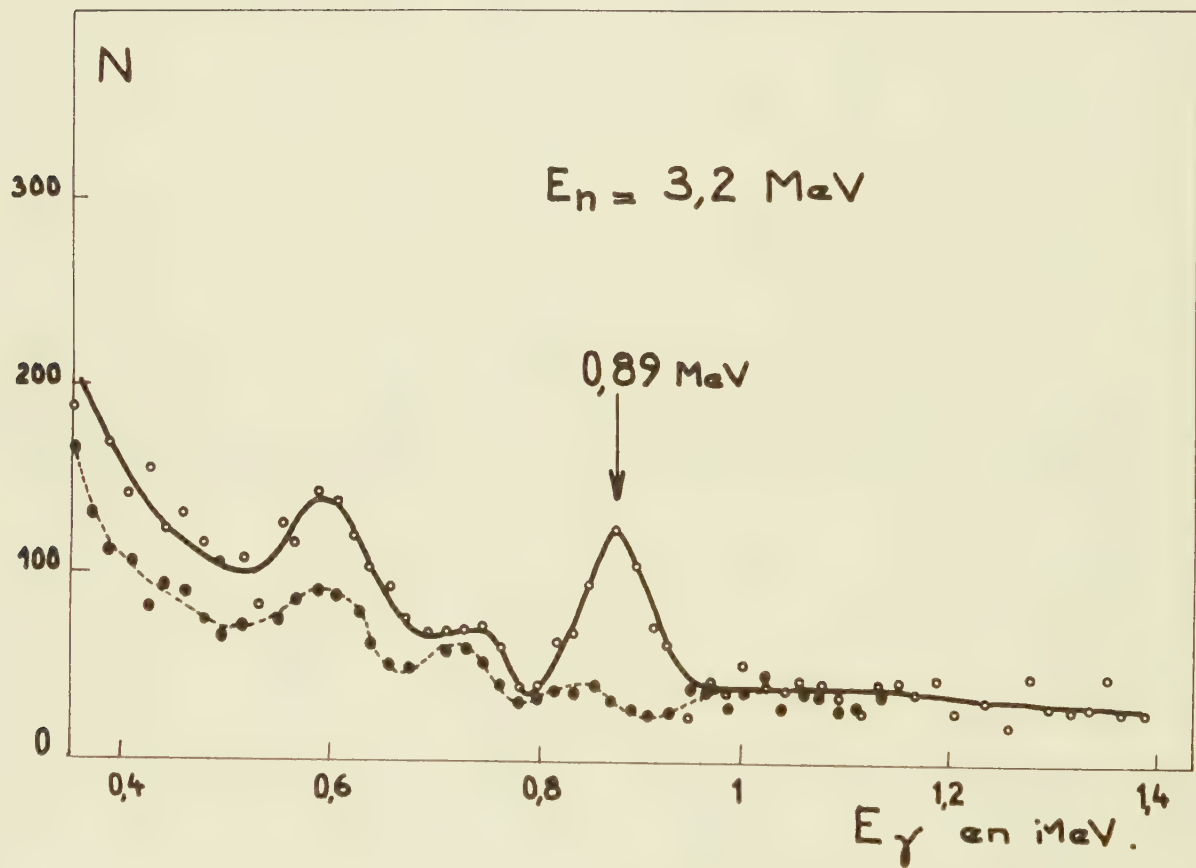


Fig. 24 -

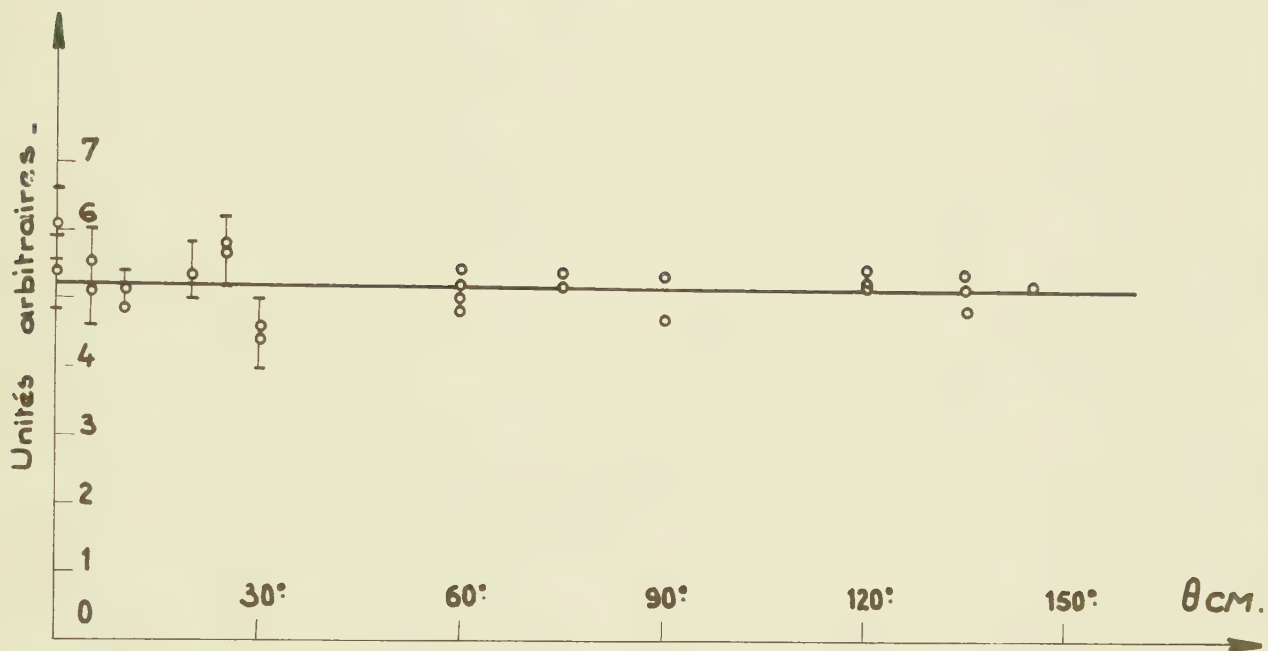


Fig. 25 -

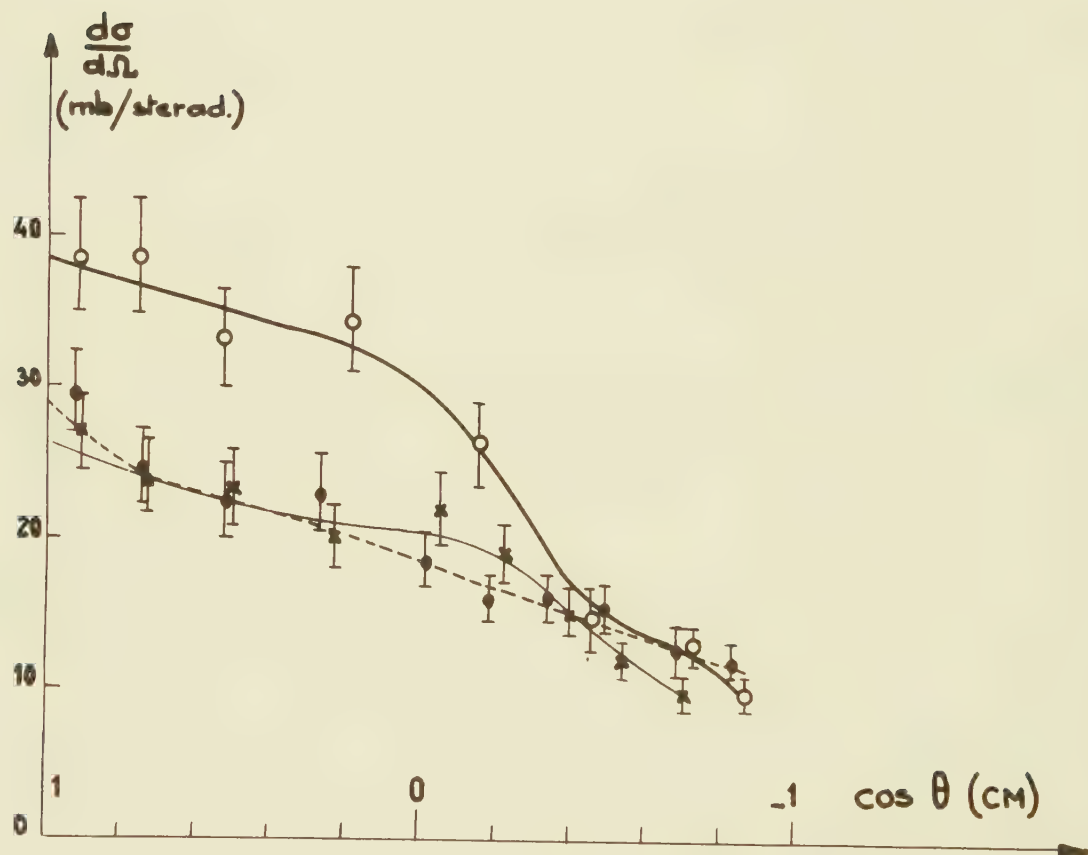


Fig. 26.

DEUXIEME THESE

Propositions données par la Faculté

LES GROUPEMENTS DE NUCLEONS DANS LE NOYAU
("Cluster model")

Vu et approuvé :

PARIS, le 2 novembre 1961

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. ZAMANSKY

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris,
Jean ROCHE

